

DER STRAHLUNGSEINFANG SCHWERER IONEN - INTERMEDIÄRE STRUKTUREN UND ZERFALL VON RIESENRESONANZEN

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Fakultät für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

LUDGER RICKEN

aus Bochum

Bochum 1988

DER STRAHLUNGSEINFANG SCHWERER IONEN
– INTERMEDIÄRE STRUKTUREN
UND ZERFALL VON RIESENRESONANZEN

DISSERTATION

zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Fakultät für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

LUDGER RICKEN

aus Bochum

Bochum 1988

Dissertation eingereicht am : 8.12.1988

Tag der mündlichen Prüfung: 25. 1.1989

Referent : Prof. Dr. H. Freiesleben

Korreferent: Prof. Dr. H. von Buttlar



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Zusammenfassung

Für Experimente zum Strahlungseinfang schwerer Ionen wird ein großes NaI(Tl) Spektrometer konstruiert und am Bochumer Dynamitron-Tandem-Beschleuniger aufgebaut. Es besteht aus dem zentralen, $25.4\text{ cm} \varnothing \times 25.4\text{ cm}$ großen NaI(Tl) Kristall sowie einem System aktiver (segmentierter Plastikszintillator) und passiver (Blei, ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$) Abschirmungen. Typische Werte für das Energieauflösungsvermögen sind 2.65% (FWHM) und 8.4% (FWTM) für $E_\gamma \approx 15 - 25\text{ MeV}$. Die Eigenschaften – Efficiency, Verstärkungsstabilität, Unterdrückung von kosmischem und neutroneninduziertem Untergrund – werden systematisch studiert. Die Linienform für monochromatische γ -Quanten wird durch einen analytischen Ausdruck angepaßt, dessen Parameter als Funktion der γ -Energie ($E_\gamma \approx 5 - 25\text{ MeV}$) ermittelt werden. Die umfangreiche Analyse ermöglicht die konsistente Auswertung der komplexen Spektren von Einfang-Gammaquanten sowie ein tiefergehendes Verständnis der Nachweiseigenschaften und der das Auflösungsvermögen limitierenden Faktoren.

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit werden bei Protoneneinschüßenergien $E_p = 0.5 - 8.0\text{ MeV}$ sowohl die γ -Ausbeuten schmaler Kernresonanzen wohl bekannter Stärke mit ${}^{14}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$ und ${}^{27}\text{Al}$ -Targets vermessen als auch die Reaktion ${}^{11}\text{B}(p,\gamma){}^{12}\text{C}$ anhand der Referenzwirkungsquerschnitte mit Targets sorgfältig bestimmter Dicke ausgewertet. Zur Extraktion der Linienform werden zusätzlich die (p,γ) Reaktionen mit den Targets ${}^3\text{H}$, ${}^7\text{Li}$ und ${}^{23}\text{Na}$ herangezogen. Die Neutronenempfindlichkeit des Spektrometers wird in einem Koinzidenzexperiment mit einer ${}^{252}\text{Cf}$ -Spaltquelle untersucht.

Der Strahlungseinfang von ${}^{12}\text{C}$ an ${}^{14}\text{C}$, die Reaktion ${}^{14}\text{C}({}^{12}\text{C},\gamma){}^{26}\text{Mg}$, wird mit dem Bochumer "Big NaI" Spektrometer sowie dem Mk III Detektor in Brookhaven bei Einschüßenergien in der Umgebung der Coulomb-Barriere nachgewiesen, $E_{c.m.} = 4.7 - 10\text{ MeV}$ (dies entspricht $E_x({}^{26}\text{Mg}) = 24.0 - 29.2\text{ MeV}$) in Schritten von 216 oder 108 keV. Der größte Teil der Daten wird unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$ gewonnen, bei drei Einschüßenergien liegen Winkelverteilungsmessungen mit unterschiedlicher Zahl von Winkelstellungen vor. Erstmals werden deutliche, jedoch nur zu einem Teil korrelierte Strukturen in den Anregungskurven für γ -Zerfall in einem solchen System gefunden, für das Teilchenzerfall und elastische Streuung nach bisheriger Kenntnis keine Strukturen aufweisen.

Die dominanten Reaktionskanäle (Ein- und Zwei-Teilchen-Evaporation) werden mittels Spektroskopie der sekundären, niederenergetischen γ -Quanten mit einem Ge(Li) Detektor untersucht. Die Wirkungsquerschnitte für Restkernproduktion werden extrahiert, die Anregungskurven verlaufen strukturlos und werden im Rahmen des statistischen Modells befriedigend beschrieben. Die Fusion kann als stärkster Reaktionsmechanismus identifiziert werden, der experimentelle Fusionsquerschnitt wird durch ein modifiziertes Proximity-Potential mit globalem Parametersatz sehr gut wiedergegeben.

Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells unter Berücksichtigung der Riesenresonanzen im Ansatz für die γ -Stärkefunktion sowie der Isospinmischung zeigen, daß die starken Strukturen in den Anregungskurven für Strahlungseinfang in γ_0 , γ_1 , γ_2 , γ_3 und $\gamma_{4.8-5.0}$ MeV durch den Mechanismus der Fusion mit nachfolgender statistischer γ -Emission nicht zu erklären sind. Für die kaum strukturierten Anregungskurven von $\gamma_{4.3}$ MeV und $\gamma_{5.3-5.7}$ MeV deutet sich eine größere Ähnlichkeit zwischen Daten und Rechnungen hinsichtlich mittleren Verlaufs und Größenordnung der Wirkungsquerschnitte an.

Die prominenten Strukturen in den Anregungskurven von fünf der sieben betrachteten γ -Zerfallskanäle werden als resonanzartige Strukturen intermediärer Breite ($\Gamma = 0.3 - 0.4$ MeV) interpretiert. Für die Resonanz bei $E_{c.m.} = 5.84$ MeV wird aufgrund von Winkelverteilungsmessungen der Spin $J^\pi = 1^-$ vorgeschlagen; bei zwei weiteren Einschußenergien wird die Dominanz der isospinerlaubten E1-Strahlung gezeigt. In ihren Anregungskurven zeigen γ -Zerfälle zu niedrig liegenden Niveaus innerhalb derselben Bande in ^{26}Mg starke Unterschiede (γ_0 und γ_1), während die beste Korrelation von Resonanzen bei den Übergängen zu den Köpfen zweier verschiedener Banden gefunden wird (γ_2 und γ_3).

Die starke Selektivität der Strahlungseinfangreaktionen in den bislang untersuchten gg-Systemen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ bezüglich der jeweils bevölkerten Endzustände weist klar auf die eminente Bedeutung der den intermediären Resonanzen zugrundeliegenden mikroskopischen Kernstrukturen hin. Fusion und nachfolgender statistischer γ -Zerfall tragen hier zumeist nur in Form eines "Untergrunds" unterhalb der prominenten Strukturen bei. In den ug-Systemen $^9\text{Be} + ^{12}\text{C}$ und $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ ist die Beobachtbarkeit von Resonanzen zugunsten des statistischen Prozesses deutlich eingeschränkt.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1 Der Themenkreis	1
1.1.1 Fusion schwerer Ionen	1
1.1.2 Riesenresonanzen	2
1.1.3 Strahlungseinfang schwerer Ionen	7
1.1.4 Resonanzen in Schwerionenreaktionen	12
1.2 Zielsetzung	15
1.3 Aufbau dieser Arbeit	18
2. Das Bochumer "Big Nal" Spektrometer für hochenergetische γ-Quanten	21
2.1 Konzeption des Spektrometers	22
2.2 Der Nal(Tl) Detektor	28
2.2.1 Kristallpräparation	29
2.2.2 Auflösungsvermögen und Uniformität	30
2.3 Der Plastiksintillator	33
2.4 Spektrometeraufbau und Meßplatz für Strahlungseinfang	35
2.5 Elektroniksystem und Datenerfassung	40
3. Eigenschaften des "Big Nal" Spektrometers	51
3.1 Auflösungsvermögen	52
3.2 Analyse der Linienform	54
3.2.1 Die Linienform und ihre Parameter	55
3.2.2 Auflösungsvermögen im Full-energy Peak	70
3.2.3 Auflösungsvermögen in der gesamten Linie	78
3.2.4 Das Line shape Fit Programm SHF	80
3.3 Nachweiswahrscheinlichkeit	81
3.4 Anwendung der Linienformanalyse	89
3.5 Verhalten bei hoher Zählrate	92
3.6 Neutronensensitivität	96
3.7 Kosmische Höhenstrahlung	101

4. Experimentelle Untersuchungen am System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$	107
4.1 ^{14}C -Targets	108
4.2 Experimente zum Schwerioneneinfang	112
4.3 Messung niederenergetischer γ -Quanten nach Teilchenemission	123
5. Analyse und Diskussion der experimentellen Ergebnisse	131
5.1 Statistisches Modell für Compoundkernreaktionen	132
5.1.1 Hauser-Feshbach Formalismus	132
5.1.2 Isospin im statistischen Modell	136
5.2 Fusion im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$	138
5.3 Strahlungseinfang im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$	152
5.3.1 Statistische Emission hochenergetischer γ -Quanten	152
5.3.2 Intermediäre Strukturen	166
5.3.3 Winkelverteilungen	173
6. Abschließende Diskussion und Ausblick	181
6.1 Strahlungseinfang schwerer Ionen zum fusionierten Kern ^{26}Mg	181
6.2 Strahlungseinfang und Spaltung bei gg-Kernen der sd-Schale	184
6.2.1 Die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$	184
6.2.2 Die Reaktionen $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$ und $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\gamma)^{32}\text{S}$	187
6.2.3 Diskussion des Strahlungseinfangs in gg-Systemen	188
6.2.4 Spaltung von ^{24}Mg	190
6.3 Strahlungseinfang schwerer Ionen in ug-Kerne	194
6.4 Schlußbemerkung	200
Anhang: Niveaudichteparameter für Hauser-Feshbach Rechnungen	203
Literaturverzeichnis	205

1. Einleitung

Der Strahlungseinfang in gebundene Zustände ist im Bereich der Niederenergiekernphysik der einzige Reaktionstyp, bei dem der Summenkern, gebildet aus allen Nukleonen von Projektil und Target, im asymptotischen Endzustand der Reaktion vorhanden ist. Für diesen Prozeß wurde auch die Bezeichnung "radiative Fusion" geprägt. Für leichte Projektile (n, p, α) ist der Reaktionsmechanismus zumeist gut verstanden. Der Einfang schwerer Ionen ist bislang nur in wenigen Experimenten erfolgreich untersucht worden, so daß sich noch kein gemeinsames Bild dieser Gruppe von Reaktionen zeichnen läßt. Der Einfangquerschnitt ist hier extrem gering, typisch sind $1-100 \text{ nb/sr}$; dementsprechend groß sind die experimentellen Schwierigkeiten des Nachweises der hochenergetischen γ -Quanten.

1.1 Der Themenkreis

Der thematische Rahmen dieser Arbeit wird in Figur 1.1 abgesteckt. Es werden vier typische, bei Stößen schwerer Ionen im Projektilenergiebereich $E/A \approx 0.5-5 \text{ MeV}$ zur Emission von γ -Quanten führende Prozesse dargestellt. Für jeden Prozeß sind das schematisierte Q-Wert-Diagramm und das resultierende γ -Spektrum gezeigt, in zwei Fällen auch charakteristische Anregungskurven.

1.1.1 Fusion schwerer Ionen

Stärkste Quelle von γ -Strahlung sind Reaktionen beider Schwerionen unter Teilchenemission; sekundäre γ -Quanten niedriger Energie ($E_\gamma \approx 0.1-5 \text{ MeV}$) werden von angeregten Restkernen emittiert (Figur 1.1, oben links). Mögliche Reaktionsmechanismen sind Fusion zu einem hochangeregten Compoundkern mit nachfolgender Teilchenevaporation, direkte Reaktionen und inelastische Streuung. In dem hier interessierenden Massen- (Projektil und Target sind Kerne der p- oder sd-Schalen) und Energiebereich wurde die Fusion in den meisten Fällen als dominant erkannt, abgesehen von charakteristischen Ausnahmen. Der Fusionsprozeß wurde in einem weiten Energie- und Wirkungs-



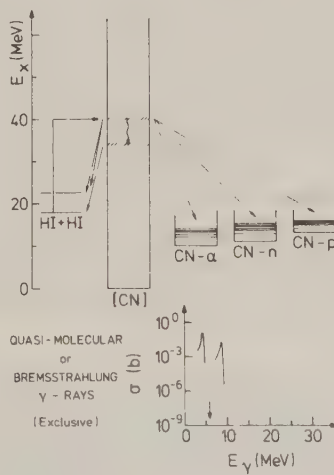
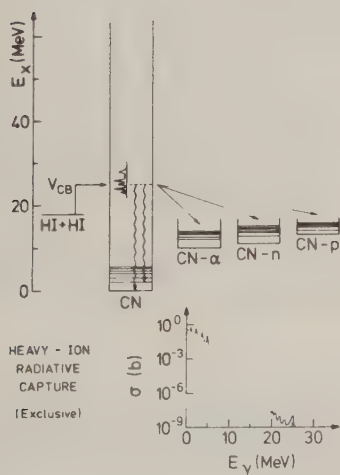
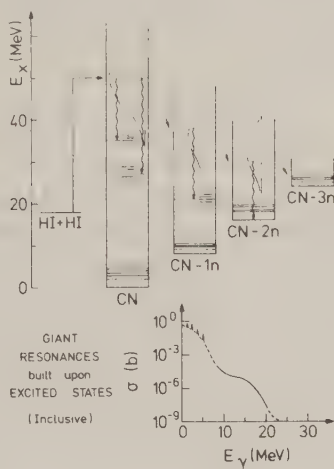
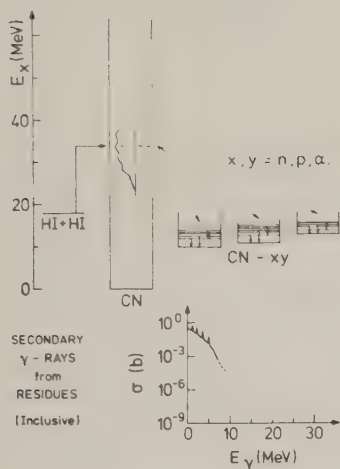
querschnittsbereich nachgewiesen, beginnend mit wenigen Nanobarn weit unterhalb der Coulomb-Barriere bis hin zu etwa einem Barn bei Energien weit oberhalb davon. Zur Fusion schwerer Ionen finden sich in der neueren Literatur Übersichtsartikel von Vaz, Alexander und Satchler [VazA 81], von Birkelund und Huizenga [BirH 83], von Mosel [Mos 84], von Barnes, Trentalange und Wu [BarT 85] sowie von Beckerman [Bec 85]; dort sind auch Diskussionen der Meßtechniken enthalten. Eine Messung der niederenergetischen γ -Quanten ist nur inklusiv, da die γ -Emission ein sekundärer Prozeß ist. Informationen über den nach Teilchenemission erreichten Endzustand (z. B. Anregungsenergie des Restkerns, Emission eines zusammengesetzten Kerns oder mehrerer einzelner Teilchen) sowie die bestimmenden Faktoren (Reaktionsmechanismus, beteiligte Drehimpulse) sind dieser Meßmethode nicht direkt zugänglich, sondern müssen durch Vergleich mit Modellrechnungen erschlossen werden.

1.1.2 Riesenresonanzen

Riesenresonanzen sind als einfache Kernanregungen mit kleiner Amplitude und hoher Frequenz eine gemeinsame Eigenschaft aller Kerne. Die Anregungsenergie hängt in einfacher Weise von der Massenzahl A ab (etwa proportional zu $A^{-1/3}$), die Breite ist meist weit kleiner als die Anregungsenergie. Ihre Klassifikation erfolgt nach der Multipolarität λ , die in Bezug zum Drehimpuls der Resonanz steht, sowie der Spin- (elektrisch $\Delta S = 0$, magnetisch $\Delta S = 1$) und Isospinstruktur (isoskalar $\Delta T = 0$, isovektoriell $\Delta T = 0, 1$). Bislang konnte die Existenz von auf dem Grundzustand eines Kerns aufgebauten Riesenresonanzen mit $\lambda = 0 - 3$ experimentell gezeigt werden, vorwiegend durch Absorption von Photonen, Strahlungseinfang leichter Teilchen ($n, p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$) sowie inelastische Streuung (bevorzugt e, p, α). Zu diesem Thema gibt es eine Reihe von Übersichtsartikeln: Zur isovektoriellen elektrischen Dipolriesenresonanz (GDR) von Berman und Fultz [BerF 75] und von Eramzhyan, Ishkhanov, Kapitonov und

Figur 1.1 (folgende Seite): Schematisierte Darstellung der in Schwerionenstößen im Bereich $E/A \approx 0.5 - 5$ MeV zur Emission von γ -Strahlung führenden Prozesse in Form von Q-Wert-Diagrammen. Die resultierenden γ -Spektren sind mit größenordnungsmäßigen Angaben der jeweils typischen Wirkungsquerschnitte versehen. (Für weitere Erläuterungen vergleiche den Text.)

γ - RAYS FROM HEAVY - ION COLLISIONS AT $E/A = 0.5 - 5 \text{ MeV}$



Neudatchin [Eral 86], zur isoskalaren elektrischen Quadrupolriesenresonanz (GQR) von Bertrand [Ber 76a], zu elektrischen Riesenresonanzen (vornehmlich GQR und Monopol, GMR) von Speth und van der Woude [SpeW 81]; Anregung und Zerfall isoskalarer Riesenresonanzen werden von van der Woude behandelt [Wou 82], Zerfallseigenschaften allgemein von Cardman [Car 81]. Weiterhin sind die Artikel von Bergère [Ber 76], Chang [Cha 80], Harakeh [Har 85] und van der Woude [Wou 87] zu nennen.

Im makroskopischen hydrodynamischen Bild werden Riesenresonanzen als Form- oder Dichteschwingungen von Flüssigkeitstropfen beschrieben, wobei vier Flüssigkeiten (Protonen und Neutronen mit jeweils zwei möglichen Spinrichtungen, Oszillationen mit gleicher oder entgegengesetzter Phase) betrachtet werden. Mikroskopisch werden sie als kohärente Überlagerung von 1 Teilchen - 1 Loch (1p-1h) Anregungen innerhalb des Schalenmodells verstanden. Der Übergangsoperator zur Multipolarität λ ist eine Summe von Ein-Teilchen-Operatoren, $O_{\lambda\mu} \sim \sum_i r_i^\lambda \cdot Y_{\lambda\mu}(\Omega_i)$, summiert wird über alle Nukleonen des Kerns. Dieser Ansatz gilt in der Langwellennäherung und für $\lambda > 0$, es gibt weitere Ausnahmen [Har 85]; Spin- und Isospinoperatoren wurden nicht aufgeführt. Die Anregungsenergien der ungestörten 1p-1h Zustände betragen maximal $\lambda \cdot \hbar\omega$, wobei $\hbar\omega = 41 \cdot A^{-1/3}$ MeV für den isotropen harmonischen Oszillator gilt (für gerades λ Änderungen der Hauptquantenzahl um 0, 2, ..., λ , für ungerades λ um 1, 3, ..., λ). Die Abweichungen der tatsächlichen Resonanzlagen von den Schalenmodellenergien werden im schematischen Modell durch die Teilchen-Loch Restwechselwirkung erklärt. Diese führt zur Bildung eines kollektiven Zustands aus allen bei gegebener Multipolordnung und Parität möglichen 1p-1h Zuständen; weiterhin wird die Anregungsenergie verschoben (im isoskalaren Fall attraktive Wechselwirkung, d.h. Verschiebung zu niedrigerer Energie, im isovektoriellen Fall repulsiv mit Verschiebung zu höherer Energie). Die Kollektivität der Riesenresonanzen drückt sich in der Ausschöpfung von Summenregeln sowie der Konzentration der Stärke in einen engen Energiebereich aus.

Aus der Möglichkeit, den Multipolübergangsoperator nicht nur auf den Grundzustand, sondern auch auf angeregte Zustände eines Kerns anwenden zu können, ergibt sich die Existenz von auf den angeregten Zuständen aufgebauten Riesenresonanzen. Brink [Bri 55] schlug vor:

»The energy dependence of the photo-effect is independent of the detailed structure of the initial state so that, if it were possible to perform the photo-effect on an excited state, the cross section for absorption of a photon of energy E_γ would still have an energy dependence given by«

$$\sigma_{\text{abs}}(E_\gamma) = \sigma_0 \cdot \frac{(\Gamma E_\gamma)^2}{(E_\gamma^2 - E_R^2)^2 + (\Gamma E_\gamma)^2} \quad (1.1)$$

wobei E_R und Γ Lage bzw. Breite der Riesenresonanz sind. Die Lorentz-Form gibt nur eine mittlere Energieabhängigkeit wieder.

Obige Aussage ist als Brink'sche (oder Brink-Axel'sche [Axe 62]) Hypothese bekannt. Sie ist Grundlage großer Aktivität in neuerer Zeit. Die bisher untersuchten Riesenresonanzen auf angeregten Zuständen sind fast ausschließlich Dipolresonanzen; man vergleiche den Übersichtsartikel von Snover [Sno 86]. Figur 1.1 (oben rechts) stellt das meist benutzte experimentelle Verfahren schematisch dar: Fusion zweier schwerer Ionen bevölkert einen hochangeregten Compoundkern, in jedem Zerfallsschritt tritt der γ -Zerfall in Konkurrenz zum Teilchenzerfall auf. Das resultierende γ -Spektrum weist eine deutliche Überhöhung bei $E_\gamma \approx 10 - 25$ MeV auf; dieser "Bump" nahe der Resonanzenergie folgt aus der Tatsache, daß die Riesenresonanzen im Compoundkern und allen Restkernen für alle Grund- und angeregten Zustände bei etwa der gleichen Anregungsenergie oberhalb des zugehörigen Ausgangszustands liegen. Ohne weitere Vorkehrungen (z. B. ein Koinzidenzexperiment) handelt es sich um eine inklusive Messung, bei der mittlere Eigenschaften aller Riesenresonanzen bei hoher Anregungsenergie, großem Spin und hoher Kerntemperatur studiert werden können.

Die Anregungsenergien der Riesenresonanzen sind groß genug, daß der Zerfall hauptsächlich durch Teilchenemission geschieht. Die totale Breite (Dämpfung) setzt sich aus drei Anteilen zusammen ([Car 81], [SpeW 81]):

$$\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow + \Delta\Gamma \quad (1.2)$$

Dabei bezeichnet $\Delta\Gamma$ die Landau-Dämpfung; diese berücksichtigt die Tatsache, daß nicht notwendigerweise die gesamte kollektive $1p-1h$ Stärke in einem einzigen Zustand konzentriert ist, wie es sich im schematischen Modell ergibt. Es können Deformations- oder Isospinaufspaltung hinzutreten. Die Escape

Width $\Gamma^\uparrow$ folgt aus der Kopplung der primären 1p-1h Konfiguration (Doorway Zustand) im Kern A an das Kontinuum durch Emission des jeweiligen Nukleons, dies führt zu semidirektem Zerfall vorzugsweise zu Loch-Zuständen im Kern A-1. Durch die Zwei-Teilchen Restwechselwirkung können die 1p-1h Zustände auch mit komplizierteren 2p-2h Zuständen des Kerns A mischen, die wiederum in das Kontinuum (Pre-equilibrium Zerfall, $\Gamma^{\uparrow\uparrow}$) oder zu noch komplizierteren Zuständen zerfallen können. Dieser Prozeß setzt sich fort, bis der Kern A sich bis zum vollständig äquilibrierten Compoundkern (np-nh, $\Gamma^{\downarrow\downarrow}$) entwickelt hat, dessen Zerfall den statistischen Gesetzmäßigkeiten folgt. Die zeitliche Entwicklung wird durch

$$\Gamma^\uparrow \quad \quad \quad \Gamma^{\uparrow\uparrow} \quad \quad \quad \Gamma^{\downarrow\downarrow} \\ 1p-1h \rightarrow 2p-2h \rightarrow 3p-3h \rightarrow \dots \rightarrow np-nh \quad (1.3)$$

verdeutlicht, die Spreading Width ist $\Gamma^\downarrow = \Gamma^{\uparrow\downarrow} + \Gamma^{\downarrow\downarrow}$ ([Har 85] und [Wou 87]). Die Zerfallseigenschaften erlauben somit Rückschlüsse auf die Breiten $\Gamma^\uparrow$ und $\Gamma^\downarrow$, bei großer Escape Width auch auf die mikroskopische Struktur der Riesenresonanzen.

Es ist zu betonen, daß die Brink'sche Hypothese in der oben wiedergegebenen einfachen Formulierung, d.h. unter der Annahme einer schwachen Kopplung, den Einfluß mikroskopischer Kernstruktur (z. B. der Konfigurationen der Ausgangszustände oder der primären 1p-1h Anregungen) nicht berücksichtigt. Es wird auf den Übersichtsartikel [Eral 86] verwiesen; über ein Experiment (E1-Riesenresonanzen auf den $J^\pi = 0_1^+$ und 0_2^+ Zuständen von ^{16}O) wird in [BalB 87] berichtet.

Der Zerfall der auf dem Grundzustand aufgebauten GQR nach Anregung durch inelastische Streuung von α -Teilchen ist ausführlich studiert worden ([Car 81], [Har 85] und [Wou 87], als Beispiele für Kerne der sd-Schale werden ^{24}Mg [ZwaD 85] und ^{28}Si [KnöR 81] angeführt). Demgegenüber konnte der Zerfall der GDR aus experimentellen Gründen erst in neuerer Zeit mit genügender Auflösung einzelner Ausgangskanäle untersucht werden, und zwar nach Photonenabsorption (^{28}Si [GulC 83] und [KerB 87]) und inelastischer Streuung von Elektronen (^{28}Si [Knö 85] und [KihK 86]). Der Zerfall der GDR zu den Grundzuständen der Restkerne wurde ausführlich über den inversen Prozeß des Strahlungseinfangs studiert (vergleiche [Han 79]). Während nach

inelastischer Streuung und Photonenabsorption allein der Zerfall von Riesenresonanzen auf dem Grundzustand in eine Reihe von Ausgangskanälen beobachtet werden kann, eröffnet der Strahlungseinfang die Möglichkeit des Studiums auch von Riesenresonanzen, die auf angeregten Zuständen aufgebaut sind, macht aber nur die Grundzustandskanäle zugänglich (Beispiele sind ^{12}C [AllH 64], ^{28}Si [SinS 65] und [DowF 83]). In einigen Fällen (z. B. für ^{16}O [Gos 83]) konnten durch Untersuchung des Strahlungseinfangs von Nukleonen und von Kernen, die aus m Nukleonen ($m \leq 4$) zusammengesetzt sind, die einzelnen Konfigurationen der Riesenresonanzen von $1p-1h$ bis zu $mp-mh$ Zuständen separat betrachtet werden. Voraussetzung ist das Vorliegen semidirekten Einfangs, die theoretische Analyse erfolgte im Rahmen des Doorway State Formalismus von Feshbach, Kerman und Lemmer [FesK 67].

Die experimentellen Ergebnisse sind im Einklang mit dem generellen Trend theoretischer Vorstellungen (vergleiche [Han 79], [Car 81], [SpeW 81], [Har 85], [Wou 87] und dortige Referenzen). In schweren Kernen ($A \geq 40$) nimmt die Spreading Width $\Gamma^\downarrow$ einen großen Teil der Gesamtbreite ein, der Zerfall weicht nicht wesentlich von dem im Rahmen des statistischen Modells erwarteten Verhalten ab. In leichten Kernen ($A < 40$) dominiert für GDR und GQR die Escape Width $\Gamma^\uparrow$; zum überwiegenden Teil erfolgt semidirekter Zerfall zu solchen Endzuständen, deren Wellenfunktionen die entsprechenden Protonen-, Neutronen- oder α -Cluster-Lochkonfigurationen enthalten. Zum Studium der Zerfallseigenschaften werden zumeist die Verzweigungsverhältnisse für einzelne Ausgangskanäle mit Modellvorstellungen verglichen. Eine Übereinstimmung beider ist jedoch lediglich eine notwendige Bedingung für die Verifikation des vorgeschlagenen Mechanismus; auf daraus entstehende Probleme wurde in der Literatur mehrfach deutlich hingewiesen (z. B. [Har 85]).

1.1.3 Strahlungseinfang schwerer Ionen

Strahlungseinfang in gebundene Zustände des Summenkerns unter Emission eines einzigen hochenergetischen γ -Quants ($E_\gamma \approx 15 - 35 \text{ MeV}$) stellt Ereignisse am kinematischen Endpunkt des γ -Spektrums dar (Figur 1.1, unten links). Wir werden im folgenden statt "Summenkern" stets den Begriff des "fusionierten Kerns" gebrauchen, nicht jedoch in diesem Sinne den Begriff

"Compoundkern". Letzterer impliziert bereits den Reaktionsmechanismus; eine Reihe interessanter Phänomene würde damit fälschlicherweise »unter den statistischen Teppich gekehrt«. "Fusion" darf hier nicht mit Compoundkernbildung identifiziert werden. Die Messung ist exklusiv, die Bestimmung der γ -Energie bei gegebenem Emissionswinkel reicht zur vollständigen Festlegung des Endzustands aus. Da die niedrig liegenden Niveaus des Endkerns zumeist niedrige Spinwerte haben und die Multipolordnung hochenergetischer γ -Strahlung sehr stark auf die Werte 1 und 2 beschränkt ist, erfolgt der Einfang nur aus Zuständen entsprechend niedrigen Spins. Aufgrund der mit steigender Einschußenergie zunehmenden Zahl von Konkurrenzzerfällen werden die größten Einfangquerschnitte in der Umgebung der Coulomb-Barriere des Schwerionenkanals erwartet.

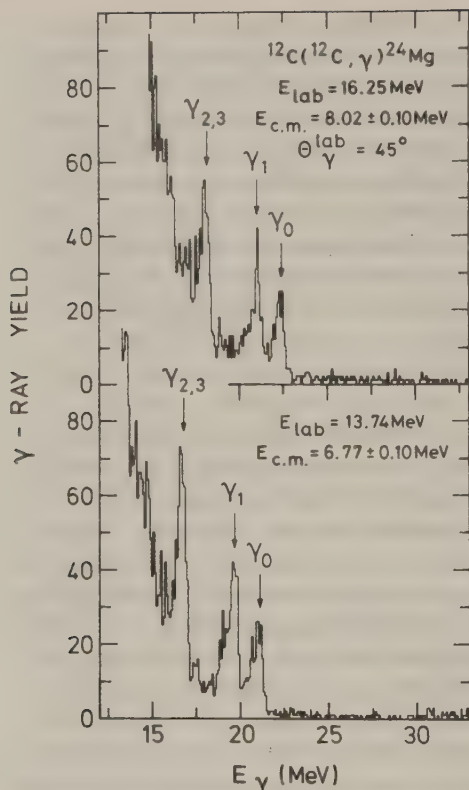
Die erste einwandfreie Identifikation der Existenz des Strahlungseinfangs schwerer Ionen gelang in der zweiten Hälfte der 60er Jahre Feldman und Heikkinen [FelH 69], die das erste große NaI(Tl) Spektrometer in Stanford zum Nachweis hochenergetischer γ -Quanten aus Zerfall in die (meist ein oder zwei) niedrigsten Zustände der fusionierten Kerne benutzten. Es wurde Einfang des Projektils ^{16}O an den Targets ^6Li , ^7Li , ^{12}C und ^{16}O sowie von ^{12}C an ^{11}B und ^{12}C bei Einschußenergien meist knapp oberhalb der jeweiligen Coulomb-Barrieren untersucht. Interessantestes Resultat war die Entdeckung einer starken, isolierten Resonanz in der Reaktion $^7\text{Li}(^{16}\text{O}, \gamma_{0+1})^{23}\text{Na}$ bei $E_x(^{23}\text{Na}) = 25.4 \text{ MeV}$, für die als wahrscheinliche Interpretation der Zerfall nicht aufgelöster Spaltungskanäle ("Fission transition states") in ^{23}Na vorgeschlagen wurde. Das Fehlen bemerkenswerter Strukturen in den Anregungskurven der meisten in [FelH 69] betrachteten Reaktionen und das Scheitern anderer Experimentatoren ließen die Resonanz in $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ zehn Jahre lang als vereinzeltes Phänomen erscheinen. Die Motivation für weitere Experimente schien – zumal angesichts großer experimenteller Schwierigkeiten – gering; P. Paul [Pau 74]:

»Heavier projectiles (...) have been tried but without much quantitative or even qualitative success (...). (...) In general terms, the field of radiative capture studies using beams other than protons is just presently opening, and large NaI detectors will be indispensable for such experiments.«

Das Interesse am Schwerioneneinfang wurde erst wieder durch die seit etwa der Mitte der 70er Jahre von der Gruppe in Toronto durchgeführten Experimente zur elektroneninduzierten Spaltung von ^{24}Mg und ^{28}Si in zwei schwere Fragmente geweckt. Das Studium beider, im wesentlichen zueinander zeitumgekehrten Reaktionsarten ist eng mit A.M. Sandorfi verbunden; für eine Übersicht und Literaturverweise vergleiche man den Review-Artikel [San 84]. Erst die von ihm geführte Entwicklung und Verbesserung von Nachweistechniken, die an die extrem harten Bedingungen in beiden Experimenttypen angepaßt sind, ermöglichten die angemessene Untersuchung. Über neue und interessante Phänomene wurde z. B. in [SanC 80] und [NatS 81] berichtet.

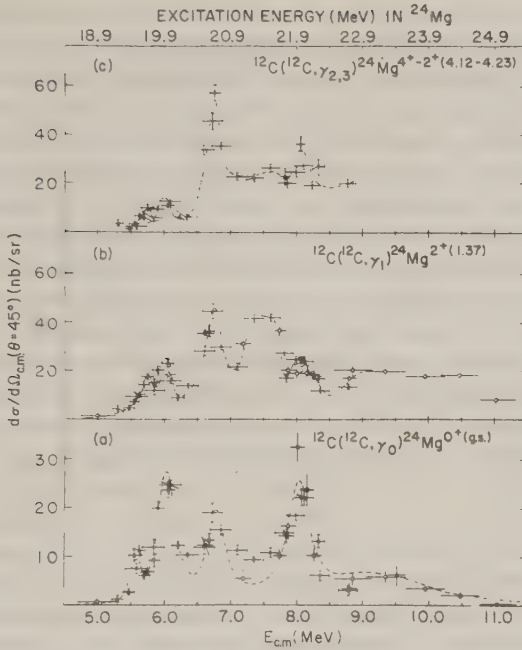
Figur 1.1 verdeutlicht bereits die wesentlichen experimentellen Schwierigkeiten, die bei Nachweis des Schwerionenstrahlungseinfangs auftreten. Es ist ein Detektor erforderlich, der hochenergetische γ -Quanten von $E_\gamma \gtrsim 15 \text{ MeV}$ bei sehr geringem Wirkungsquerschnitt von typisch $1 - 100 \text{ nb/sr}$ mit adäquatem Energieauflösungsvermögen von einigen 100 keV nahezu störungsfrei nachweisen kann. Untergrundereignisse aus niederenergetischer γ -Strahlung, Neutronen und kosmischer Höhenstrahlung treten um Faktoren $10^4 - 10^9$ häufiger auf. Große NaI(Tl) Spektrometer, bestehend aus dem zentralen NaI(Tl) Kristall und einem System aktiver und passiver Abschirmungen, sind seit den 60er Jahren das nahezu universelle Hilfsmittel beim Studium von Einfangreaktionen (vergleiche z. B. [Pau 74]); heute sind jedoch auch Alternativen zu diskutieren.

Figur 1.2 führt den mit einem speziell angepaßten NaI(Tl) Spektrometer auf diesem Gebiet erreichbaren Erfolg vor Augen. Die Demonstrationsspektren der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ wurden mit dem Bochumer "Big NaI" Spektrometer gewonnen, das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt und am Bochumer Dynamitron-Tandem-Beschleuniger aufgebaut wurde. Die großen Wirkungsquerschnitte in den Maxima zweier Resonanzen von 20, 40 und sogar 55 nb/sr ([NatS 81], siehe Figur 1.3) können hier nur zu leicht über die zu jenem frühen Zeitpunkt der Experimente zu dieser Arbeit noch vorhandenen – und später gelöst – Probleme in technischen Details hinwegtäuschen (vergleiche die Figurunterschrift). Die Empfindlichkeitsgrenze bei Verwendung herkömmlicher Targettechnologie und Strahlintensität liegt mit etwa 0.5 nb/sr bei Wirkungsquerschnitten, die um nahezu zwei Größenordnungen geringer sind als die in Figur 1.2 gezeigten.



Figur 1.2: Spektren der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$, aufgenommen in der Nähe zweier Resonanzen. Diese Spektren wurden mit dem Bochumer "Big NaI" Spektrometer gewonnen. (Anmerkung, vergleiche dazu Kapitel 3: Die Spektren stammen aus der ersten Testphase des Spektrometers, in der einige technische Details – speziell Unterdrückung von kosmischem und neutroneninduziertem Untergrund – noch mangelhaft waren. Zudem ist ein durch das Isotop ^{13}C in den $^{\text{nat}}\text{C}$ -Targets verursachter Untergrund vorhanden, erkenntlich am oberhalb von γ_0 aus $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ liegenden Endpunkt der γ -Spektren und an zusätzlichen Linien zwischen γ_1 und $\gamma_{2,3}$.)

Figur 1.3 zeigt als Beispiel die Anregungskurven für Strahlungseinfang im "klassischen" System leichter Schwerionen, der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$, entnommen der Arbeit von A.M. Nathan, A.M. Sandorfi und T.J. Bowles [NatS 81]. Das essentielle Ergebnis ist die Auffindung einer Reihe von Resonanzen intermediärer Breite in der Umgebung der Coulomb-Barriere ($V_{\text{CB}} = 6.7 \text{ MeV}$), von denen drei korreliert in allen beobachteten γ -Zerfallskanälen auftreten. Die Autoren demonstrierten, daß diese Resonanzen große, nicht-statistische Partialbreiten sowohl für den $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ als auch den γ -Kanal besitzen. Der Spin der Strukturen in γ_0 läßt sich eindeutig als $J^\pi = 2^+$



Figur 1.3: Anregungskurven für Strahlungseinfang im System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ in die vier niedrigsten Zustände von ^{24}Mg . Für γ_0 ist die gestrichelte Kurve ein Fit von Breit-Wigner Resonanzen, für γ_1 und $\gamma_{2,3}$ dienen die Kurven nur der Führung des Auges. Diese Figur ist [NatS 81] entnommen.

festlegen, da der Eingangskanal aus zwei identischen Bosonen mit Spin 0 gebildet wird und Multipolordnungen größer als 2 bei Emission hochenergetischer γ -Quanten extrem unwahrscheinlich sind. Die Autoren wiesen darauf hin, daß die drei Resonanzen bei $E_{c.m.} = 6.0, 6.8$ und 8.0 MeV bis dahin in keinem anderen Ausgangskanal dieser Reaktion gefunden wurden. Eine der drei zuerst entdeckten "Chalk River Resonanzen" in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei $E_{c.m.} = 5.6$ MeV [BroK 60] tritt allein in der γ_0 -Anregungskurve auf. An diese Arbeit schlossen sich zwei Untersuchungen der $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma)^{28}\text{Si}$ Reaktion durch A.M. Sandorfi und Mitarbeiter in Brookhaven an ([SanC 81] und [ColS 82]).

Durch die charakteristischen Strukturen in den Anregungskurven für Strahlungseinfang in den beiden gg-Systemen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ wird die Einfangreaktion eng mit dem Phänomen intermediärer Resonanzen in Reaktionen leichter Schwerionen verknüpft. Hier kommen im allgemeinen nur die Resonanzen niedrigen Spins in Frage. Da Strahlungseinfang auch über Riesenresonanzen ablaufen kann, besteht eine weitere Verbindung. Summenregeln beschränken die Gesamtstärke von Multipolübergängen, Riesenresonanzen schöpfen bereits einen großen Teil dieser Stärke aus. Somit wird die Beobachtbarkeit des Strahlungseinfangs schwerer Ionen in niedrig liegende Zustände nicht nur auf die Umgebung der Coulomb-Barriere beschränkt, sondern auch auf den Energiebereich der Riesenresonanzen des fusionierten Kerns, wenn der Einfang auf die letztgenannte Weise stattfindet. Für Kerne der sd- und p-Schalen stimmen diese Regionen am besten überein; mit wachsender Massenzahl nimmt die Höhe der Coulomb-Barriere rasch zu, während die Riesenresonanzen bei immer geringeren Anregungsenergien liegen.

1.1.4 Resonanzen in Schwerionenreaktionen

Durch die Entdeckung prominenter resonanzartiger Strukturen in den Anregungskurven für elastische Streuung und Reaktionen im System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ durch Bromley, Almqvist und Kuehner [BroK 60] im Jahre 1960 wurden bis heute andauernde Aktivitäten auf experimenteller und theoretischer Seite ausgelöst. Ein weites Spektrum verschiedenartiger resonanter Verhaltensweisen konnte in einer Vielzahl von Schwerionensystemen und über einen großen Einschußenergiebereich hinweg gefunden werden, wobei Projektil und Target Kerne vorwiegend der p-Schale, aber auch der sd-Schale sind (von Li bis Si). Für eine bereits vor einiger Zeit erschienene umfassende Zusammenstellung experimenteller Daten und eine Diskussion von Modellvorstellungen wird auf den Übersichtsartikel von Cindro [Cin 81] verwiesen; eine Übersicht anhand des speziellen Systems $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wurde von Cormier [Cor 82] gegeben, ein ausführlicher Review-Artikel von Erb und Bromley [ErbB 85] publiziert.

Anhand der Breiten der beobachteten Strukturen lassen sich zwei Klassen unterscheiden, wenige MeV breite Grobstrukturen und einige 100 keV breite intermediäre Resonanzen; von den etwa 10 - 100 keV breiten statistischen

Fluktuationen in Compoundkernreaktionen wird abgesehen. Die resonanzartigen Strukturen sind durch große Partialbreiten für Zerfall in zwei schwere Fragmente mit symmetrischer oder nahezu symmetrischer Massenaufteilung gekennzeichnet, was die Bezeichnung "quasimolekulare Resonanzen" begründet.

Einige MeV breite Grobstrukturen wurden in der elastischen Streuung bei Einschußenergien deutlich oberhalb der Coulomb-Barriere gefunden. Sie werden als Folge einer Oberflächentransparenz des Stoßsystems angesehen; diese rührt aus der schwachen Absorption der hohen, eher peripheren Partialwellen des Eingangskanals her, wenn diesen nur wenige offene Zerfallsmöglichkeiten zur Verfügung stehen. Die regelmäßige Abfolge der Strukturen mit wachsender Einschußenergie spiegelt den Einfluß immer höherer Streifdrehimpulse wider. Dieser Effekt ist besonders deutlich bei Systemen, die aus den vergleichsweise stark gebundenen Kernen ^{12}C , ^{14}C und ^{16}O gebildet sind. Die Richtigkeit einer Interpretation als Ein-Teilchen- oder Formresonanzen des optischen Kern-Kern-Potentials ist jedoch nur schwer zu beweisen. Die in Reaktionskanälen, insbesondere in der inelastischen Streuung gefundenen analogen Grobstrukturen belegen die Bedeutung der Kopplung an spezielle kompliziertere Kernkonfigurationen (z. B. angeregte Zustände der Stoßpartner); in einigen Fällen starker Kopplung tritt hierdurch eine gewisse Aufspaltung der breiten Grobstrukturen in mehrere Strukturen intermediärer Breite auf. Regelmäßige breite Strukturen im Fusionsquerschnitt einiger Systeme bei Energien oberhalb der Coulomb-Barriere werden ebenfalls auf die Dominanz jeweils einer streifenden Partialwelle zurückgeführt; dabei scheinen Maxima der Fusion mit Minima der elastischen Streuung korreliert zu sein.

In der Umgebung der Coulomb-Barriere überwiegen demgegenüber sowohl in elastischer Streuung als auch allen Reaktionskanälen und der Fusion Resonanzen intermediärer Breite, für die eine regelmäßige Folge von mit der Einschußenergie wachsenden Spinwerten nicht mehr gegeben ist. Das generelle Konzept zum Verständnis intermediärer Strukturen ist der Doorway State Mechanismus von Feshbach ([FesK 67], [Fes 73] und [Fes 76]), in dem eine Kernreaktion als zeitliche Abfolge einer Hierarchie von nuklearen Konfigurationen zunehmender Komplexität aufgefaßt wird. In diesem Bild werden intermediäre Strukturen in Anregungskurven durch die Kopplung von breiten Grobstrukturen des Eingangskanals an spezifische Doorway Zustände hervorgerufen;

letztere sind durch eine im Vergleich zum Eingangskanal kompliziertere Struktur sowie eine geringe Spreading Width gekennzeichnet, d. h. eine geringe Kopplung an noch kompliziertere Zustände und letztlich an diejenigen des äquilibrierten Compoundkerns. Der selektive Zerfall intermediärer Resonanzen ist charakteristisch für den oder die zugrundeliegenden Doorway Zustände, d. h. den dominierenden Anteil an deren Breite, die Escape Width.

Die zur Bildung der Doorway Zustände führende Dynamik ist bislang nicht vollständig verstanden; es existiert eine Reihe unterschiedlicher Modelle und Modellvarianten, die jedoch jeweils nur Teilaspekte zu deuten vermögen. Der "quasimolekulare" Aspekt der Resonanzen führte zum phänomenologischen Modell intrinsisch angeregter Kernmoleküle. Rechnungen im Rahmen dieses Modells sind Rechnungen gekoppelter Reaktionskanäle [KonM 78]. Es wird auf die Übersichtsartikel [Cor 82] und [ErbB 85] sowie insbesondere auf [AbeK 80] ("Band crossing" Modell) verwiesen.

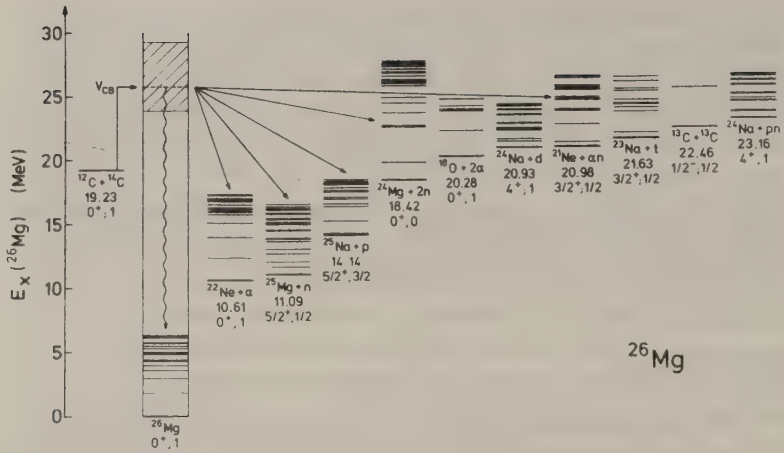
Der vierte in Figur 1.1 (unten rechts) dargestellte Prozeß nimmt direkt auf die mögliche Existenz von nuklearen "Quasimolekülen" in Form zweier sich berührender ^{12}C -Kerne Bezug. Ein dinukleares, kurzlebiges Kernmolekül stellt eine stark deformierte, rotierende Nukleonverteilung dar und sollte somit kollektiv verstärkte γ -Strahlung emittieren können. Im Fall von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wäre dies ein E2-Übergang aus einer Resonanz mit Spin J in tiefer liegende Resonanzen mit $J-2$. Die Grundidee mehrerer Experimente ist in der Figur dargestellt: Durch den Eingangskanal $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wurden die Resonanzen bei $E_{c.m.} = 25.7 \text{ MeV}$ ($J^\pi = 14^+$ oder 16^+ , siehe [MetL 82], [McGA 81], [MetK 83]) bzw. diejenige bei 14.6 MeV (10^+ , [KocF 84]) bevölkert; es wurde nach γ -Zerfällen zu den entsprechenden tiefer liegenden Resonanzen bei $E_{c.m.} = 19 - 20 \text{ MeV}$ (12^+ oder 14^+) bzw. $11 - 12 \text{ MeV}$ (8^+) gesucht. Ein großer Teil der Resonanzbreiten rührt aus Zerfällen in den elastischen und die inelastischen Kanäle her. Von Untergrund weitgehend freie γ -Spektren konnten in exklusiven, kinematisch überbestimmten Koinzidenzmessungen zwischen zwei auslaufenden ^{12}C -Kernen und einem γ -Quant mit der Heidelberger Kristallkugel gewonnen werden. Alle Ergebnisse für die Verzweungsverhältnisse $\Gamma_\gamma(E2, J \rightarrow J-2) / \Gamma_{\text{tot.}}$, die zum Teil nur obere Grenzen sind (Pfeil in Figur 1.1), schließen kollektive γ -Zerfälle von Quasimolekülen für die beiden untersuchten Resonanzen aus. Zumindest für die $E_{c.m.} = 25.7 \text{ MeV}$ Resonanz sind die vorhandenen Daten

jedoch verträglich mit der Deutung, daß die Resonanzen oberhalb der Barriere Formresonanzen des optischen Potentials im Eingangskanal sein könnten; γ -Strahlung kann hier als Bremsstrahlung emittiert werden, was zu einer gegenüber dem "quasimolekularen" Bild um etwa eine Größenordnung geringeren Emissionsrate führt. Es ist zu betonen, daß diese Experimente sowohl vom γ -Strahlung produzierenden Prozeß als auch von der vorgeschlagenen Natur der Resonanzen und den durch γ -Zerfall bevölkerten Endzuständen her völlig verschieden von denjenigen zum Strahlungseinfang sind; im folgenden werden wir uns mit ihnen nicht weiter befassen.

1.2 Zielsetzung

In dieser Dissertation werden der Strahlungseinfang und die Fusion im leichten Schwerionensystem $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ in der Umgebung der Coulomb-Barriere ($V_{\text{CB}} = 6.5 \text{ MeV}$) untersucht. Es wird der Energiebereich $E_{\text{c.m.}} = 4.7 - 10 \text{ MeV}$ abgedeckt, dies entspricht $E_{\text{x}}(^{26}\text{Mg}) = 24.0 - 29.2 \text{ MeV}$. Zur leichteren Orientierung enthält Figur 1.4 das Energiediagramm für den fusionierten Kern ^{26}Mg und alle relevanten Kanäle mit den jeweiligen Q-Werten.

Das System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ ist sowohl hinsichtlich der Massen als auch der Struktur der Reaktionspartner zwischen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ anzusiedeln. Letztere sind die bisher einzigen aus zwei gg-Kernen gebildeten Systeme, für die der Schwerioneneinfang erfolgreich beobachtet werden konnte ([NatS 81], [SanC 81] und [ColS 82]). Zur Fortsetzung systematischer Studien des Strahlungseinfangs schwerer Ionen, die aufgrund der in den bisherigen Experimenten gefundenen sehr unterschiedlichen Phänomene [San 84] notwendig sind, erscheint zunächst die Reaktion $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$ besonders geeignet. Der Kern ^{14}C besitzt die abgeschlossene $1p_{1/2}$ -Neutronenschale von ^{16}O und die vollständig gefüllte $1p_{3/2}$ -Protonenunterschale von ^{12}C , ist im Gegensatz zu diesen beiden allerdings nicht als Kern mit α -Cluster-Substruktur aufzufassen. Falls die Schalenstruktur von Target und Projektil einen Einfluß auf das Auftreten resonanzartiger Strukturen in der Einfangreaktion hat, könnte man ein ähnliches Verhalten wie in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (Figur 1.3) und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ erwarten.



Figur 1.4: Energiediagramm für den Kern ^{26}Mg , den Eingangskanal $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ sowie alle relevanten Ausgangskanäle. Für jeden Kanal sind Q-Wert (bezogen auf den Grundzustand von ^{26}Mg , in MeV) sowie Spin, Parität und Isospin des schweren Restkerns angegeben. Die niedrig liegenden Niveaus des fusionierten Kerns ^{26}Mg und der Restkerne sind eingetragen, ebenso der in dieser Arbeit erfaßte Anregungsenergiebereich in ^{26}Mg sowie die Coulomb-Barriere im Eingangskanal.

Andererseits ist anhand vergleichender Betrachtungen der Teilchenausgangskanäle von Schwerionenreaktionen eine Reihe empirischer Regeln für Existenz und nicht zu starke Dämpfung (d. h. die Beobachtbarkeit) von Resonanzen aufgestellt worden ([HanS 74], [VoiD 74]), die für $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ und ^{26}Mg nicht erfüllt sind: Niedrige Niveaudichte des Compoundkerns und geringe Zahl offener Zerfallskanäle, α -Clustering der Reaktionspartner; die Anwesenheit von Valenznukleonen außerhalb von ^{12}C oder ^{16}O -Rümpfen sollte zu starkem Verwaschen von Strukturen führen. In neuerer Zeit konnten jedoch resonanzartige Strukturen auch in den Reaktionen $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ und $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ ([GilB 85] und [GilR 86], Anwendung aufwendiger Analyseverfahren) entdeckt werden. Ein Einfluß von Valenznukleonen sollte für ^{14}C , dessen angeregte Zustände erst oberhalb 6 MeV liegen, gering sein.

Aufgrund des Isospins $T=1$ von ^{14}C und ^{26}Mg sind elektrische Dipol-übergänge für die hochenergetischen Einfang-Gammaquanten isospinerlaubt, während sie in den $T=0$ Systemen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ unmöglich und in $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ isospinunterdrückt sind. (Alle niedrig liegenden Endzustände in den fusionierten Kernen ^{26}Mg , ^{24}Mg bzw. ^{28}Si haben positive Parität.) Der im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ höhere Q-Wert für Einfang in den Grundzustand (19.23 MeV gegenüber $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 13.93 MeV, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ 16.75 MeV) führt dazu, daß bei Einschußenergien um die Coulomb-Barriere bereits Anregungsenergien oberhalb der Hauptregion der auf den niedrig liegenden Zuständen von ^{26}Mg aufgebauten Riesenresonanzen erreicht werden.

Parallel zur Untersuchung des Schwerioneneinfangs wird in dieser Arbeit eine Messung der von den Restkernen in der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Reaktion emittierten sekundären, niederenergetischen γ -Quanten durchgeführt, vergleiche Figur 1.4. Zwei physikalische Aspekte stehen hier im Vordergrund: Die Suche nach intermediären Resonanzen in den Anregungskurven der Restkernproduktion (d. h. der Teilchenemission) ist durch die oben angeführten Betrachtungen motiviert. Einschränkend ist zu erwarten, daß auf diese Weise nur vergleichsweise "starke" Resonanzen (wie in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$) beobachtet werden können, da durch die γ -spektroskopische Meßmethode bereits über viele Gruppen eines Ausgangskanals summiert und alle Emissionswinkel der Teilchen integriert wird. Weiterhin soll diese Messung Aufschluß über den dominierenden Mechanismus bei der Reaktion von ^{12}C mit ^{14}C geben. Gemäß den für ähnliche Schwerionensysteme vorliegenden Ergebnissen ist als Hauptprozeß Fusion im Sinne von Compoundkernbildung mit nachfolgender Evaporation eines oder mehrerer leichter Teilchen zu erwarten. Bei allen Analysen mittels Rechnungen nach dem statistischen Modell wird ein optisches Potential zur Beschreibung des Eingangskanals $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ benötigt; die Messung des Fusionsquerschnitts soll die Wahl des am besten geeigneten, möglichst globalen Parametersatzes unter den in der Literatur vorhandenen Sätzen erleichtern.

Bislang gibt es unseres Wissens keine Messungen des Schwerionenstrahlungseinfangs im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$. Die Fusion wurde in unserem Energiebereich nahe der Coulomb-Barriere bisher ebenfalls nicht untersucht. Bei Einschußenergien, die sich an das obere Ende unseres Meßbereichs anschließen, wurden Messungen einzelner Zerfallskanäle nach Fusion, inelastischer Streuung

und Neutronentransfer mittels der γ -Methode durchgeführt ([FreH 80], [Fre 81]), daneben liegen auch wenig umfangreiche Messungen der Fusionsrestkerne vor [HeuB 81]. Weiterhin wurden einander widersprechende Untersuchungen diskreter α sowie d und t-Zerfallskanäle in einem der vorliegenden Arbeit vergleichbaren Energiebereich veröffentlicht ([FeiO 73], [GalD 77]). Elastische und inelastische Streuung sowie Neutronentransfer wurden über einen großen Energiebereich hinweg untersucht ([BohF 72], [KonT 85]).

Die experimentellen Anstrengungen dieser Arbeit gelten Konstruktion und Aufbau eines Spektrometers für hochenergetische γ -Quanten aus dem Strahlungseinfang schwerer Ionen, um die im Brookhaven National Laboratory begonnenen Untersuchungen am Dynamitron-Tandem-Laboratorium der Ruhr-Universität Bochum fortsetzen zu können. Den – hohen – Standard auf diesem Gebiet haben A.M. Sandorfi und M.T. Collins mit dem Mk III NaI(Tl) Spektrometer in Brookhaven gesetzt [SanC 84]. Aufgabe ist somit, ein adäquates Spektrometer in Bochum völlig neu zu schaffen sowie die notwendigen Experimentiertechniken und insbesondere Datenanalyseverfahren zu entwickeln, um die extrem kleinen Wirkungsquerschnitte von Schwerioneneinfangreaktionen absolut und in zuverlässiger Weise messen zu können. Das Bochumer "Big NaI" Spektrometer wird im Rahmen eines größeren Programms zur Untersuchung des Strahlungseinfangs schwerer Ionen in fusionierte Kerne der sd- und erstmals auch der p-Schale eingesetzt.

1.3 Aufbau dieser Arbeit

Kapitel 2 erläutert zunächst die Konzeption eines für die Untersuchung des Strahlungseinfangs schwerer Ionen geeigneten großen NaI(Tl) Spektrometers. Die einzelnen Detektoren sowie der Gesamtaufbau des Spektrometers im Bochumer Dynamitron-Tandem-Laboratorium werden vorgestellt. In Kapitel 3 werden die Eigenschaften des Bochumer "Big NaI" Spektrometers systematisch untersucht. Insbesondere werden die Analyse der Linienform für monochromatische γ -Quanten sowie die Auswertung komplexer Spektren von Einfang-Gammaquanten dargelegt.

Kapitel 4 schildert die Vorgehensweise der am Bochumer Dynamitron-Tandem-Beschleuniger und am MP7 Tandem Van de Graaff Beschleuniger im Brookhaven National Laboratory durchgeführten Experimente zum Studium des Strahlungseinfangs im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$, ebenso derjenigen zur Untersuchung der dominanten Reaktionskanäle. Die Auswertung aller Daten wird vorgestellt. Kapitel 5 befaßt sich mit der Analyse und Diskussion der experimentellen Ergebnisse für das System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$. Der Hauser-Feshbach Formalismus des statistischen Modells mit Behandlung des γ -Zerfalls und der Isospinmischung wird erläutert. Fusion und Strahlungseinfang werden speziell im Hinblick auf den jeweiligen Reaktionsmechanismus betrachtet.

Kapitel 6 enthält eine abschließende Diskussion des Strahlungseinfangs schwerer Ionen zunächst für das System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$; anschließend werden die bislang vorliegenden experimentellen Ergebnisse zum Strahlungseinfang in gg- und ug-Kerne der sd-Schale im Zusammenhang betrachtet. Es ist die Intention dieses Kapitels, die den verschiedenen Systemen gemeinsamen Phänomene aufzuzeigen. Es ergeben sich Vorschläge für zukünftiges Vorgehen.

2. Das Bochumer "Big NaI" Spektrometer für hochenergetische γ -Quanten

Große Natriumjodid-Szintillationsdetektoren werden seit Beginn der 60er Jahre zur Spektroskopie hochenergetischer γ -Quanten ($E_\gamma > 10$ MeV) in der Kernphysik eingesetzt. Bei ihren Pionierexperimenten zum Strahlungseinfang leichter Ionen benutzte die Argonne-Gruppe einen großvolumigen NaI(Tl) Kristall, umgeben von passiven Abschirmmaterialien (vergleiche z. B. [AllH 64]). Das erste große NaI Spektrometer mit aktiver Abschirmung wurde gegen Ende der 60er Jahre von Suffert und Mitarbeitern in Stanford entwickelt [Suff 68], nachdem sich Plastiksintillatoren als geeignete Antikoinzidenzdetektoren erwiesen hatten. Seit nunmehr 20 Jahren hat sich das Konzept des Stanford-Spektrometers bei den nachfolgend aufgebauten Systemen bewährt, so z. B. in Stony Brook [DieA 70], Strasbourg [SufD 71], Seattle [HasL 74], TUNL [WeiR 81] und Osaka [KisS 82]. Eine Übersicht über die Spektrometer der ersten und zweiten Generation hat P. Paul gegeben [Pau 74]. Nach einer Vielzahl von Verbesserungen im Detail weist die heutige dritte Generation eine drastische Steigerung des Energieauflösungsvermögens und der Sensitivität bei Nachweis extrem kleiner Wirkungsquerschnitte auf. Ursprung ist hier das von A.M. Sandorfi und M.T. Collins entwickelte Mk III Spektrometer im Brookhaven National Laboratory [SanC 84], das an die speziellen hohen Anforderungen bei Experimenten zum Strahlungseinfang schwerer Ionen angepaßt ist.

Beim Aufbau des Spektrometers im Dynamitron-Tandem-Laboratorium der Ruhr-Universität Bochum konnte auf die Erfahrungen von A.M. Sandorfi zurückgegriffen werden. Während meines 14-monatigen Aufenthalts in den USA bestand die Möglichkeit einer intensiven Zusammenarbeit mit ihm in Brookhaven.

Die Arbeiten am Bochumer Spektrometer begannen mit dem Eintreffen eines die Spezifikationen erfüllenden NaI(Tl) Kristalls im Dezember 1984; der eigentliche Aufbau des Spektrometers und des gesamten Meßplatzes konnte im Januar 1985 beginnen. Erste Testmessungen wurden im Juli desselben Jahres vorgenommen. Die Beschaffung aller für reproduzierbare Wirkungsquerschnittsmessungen erforderlichen Komponenten, insbesondere einer Neutronenabschirmung, erstreckte sich noch bis zum Ende des Jahres. Das erste einer Reihe

von Experimenten zum Strahlungseinfang schwerer Ionen, das in der vorliegenden Arbeit vorgestellte $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Experiment, fand im Februar 1986 statt. Inzwischen wurden mit dem Spektrometer die Experimente zu drei Diplomarbeiten ([Put 87], [Dec 87], [Kri 87]) und einer weiteren Dissertation [Eule] durchgeführt. In allen Experimenten konnten die Zuverlässigkeit, fast völlige Wartungsfreiheit und Benutzerfreundlichkeit unter Beweis gestellt werden, die die Bedienung auch dem nicht mit allen Details des komplexen Systems vertrauten Experimentator erleichtern. Die Kombination eines sehr sensitiven Nachweisinstruments für hochenergetische γ -Quanten mit den intensiven Ionenstrahlen hoher Qualität des 4 MV Dynamitron-Tandem-Beschleunigers im DTL Bochum ermöglicht Untersuchungen speziell des Strahlungseinfangs schwerer Ionen, die andernorts in dieser Weise nicht durchführbar sind.

In diesem Kapitel wird zunächst die Konzeption des Spektrometers erläutert, anschließend werden Präparation und Eigenschaften der einzelnen Detektoren sowie das Elektroniksystem zur Signalverarbeitung vorgestellt. Außerdem wird eine Beschreibung des Meßplatzes für Strahlungseinfang am Strahlrohr 120° I des Dynamitron-Tandem-Laboratoriums der Ruhr-Universität Bochum gegeben.

2.1 Konzeption des Spektrometers

Ein Spektrometer für hochenergetische γ -Quanten mit $E_\gamma = 5 - 50 \text{ MeV}$ soll bestmögliche Erfüllung der Forderungen nach guter Energieauflösung, großem geometrischen Raumwinkel und hoher Ansprechwahrscheinlichkeit, effizienter Unterdrückung von Untergrundereignissen sowie einer guten Langzeitstabilität aller Nachweiseigenschaften vereinen. Das erforderliche Auflösungsvermögen ist bei Strahlungseinfangreaktionen durch den Abstand zwischen niedrig liegenden gebundenen Zuständen bestimmt, der in Kernen der p- und sd-Schalen bis zu wenigen hundert keV beträgt. Der Strahlungseinfang zweier leichter Schwerionen weist nur geringe Wirkungsquerschnitte im Bereich weniger Nanobarn / Steradian auf. Konkurrenzprozesse bei Schwerionenstößen wie Emission leichter Teilchen (u. a. Neutronen) und nachfolgender γ -Zerfall haben dagegen Wirkungsquerschnitte im Bereich von Mikrobarn bis Barn sowie teilweise hohe Multiplizität. Bei Verwendung herkömmlicher Targettechnologie

(Festkörpertargets, $50 - 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) und Strahlintensität (etwa $1 \text{ Teilchen}/\mu\text{A}$) liegen die zu erwartenden Ereignisraten für Strahlungseinfang schwerer Ionen im Bereich von nur 10 pro Stunde bei einem typischen Detektorraumwinkel von 100 msr . Über den von der Kernreaktion selbst herrührenden Untergrund hinaus ist ein γ -Detektor auch für natürliche Untergrundereignisse, im hoch-energetischen Bereich aus kosmischer Höhenstrahlung, empfindlich.

Mit überwiegender Wahrscheinlichkeit ist die erste Wechselwirkung eines hochenergetischen γ -Quants mit Materie ein Paarerzeugungsprozeß. Magnetische Paarspektrometer erzielen die beste Auflösung in diesem Energiebereich, bieten aber aufgrund der niedrigen Konversionsrate keine akzeptable Nachweiswahrscheinlichkeit. Ein Drei-Kristall-Paarspektrometer mit einem Germanium-Zentralkristall kann Auflösungswerte im Bereich $5 - 10 \text{ keV}$ für $E_\gamma = 20 \text{ MeV}$ erreichen. Die Peak-Efficiency selbst großvolumiger kommerziell erhältlicher Ge-Kristalle ist jedoch bei weitem nicht ausreichend ($\epsilon \leq 10^{-3}$ bei 20 MeV für einen $120 \text{ cm}^3 \text{ Ge(Li)}$). Steigerung des Kristallvolumens erniedrigt den relativen Anteil des Double-escape Peaks bei Vergrößerung der Gesamtansprechwahrscheinlichkeit.

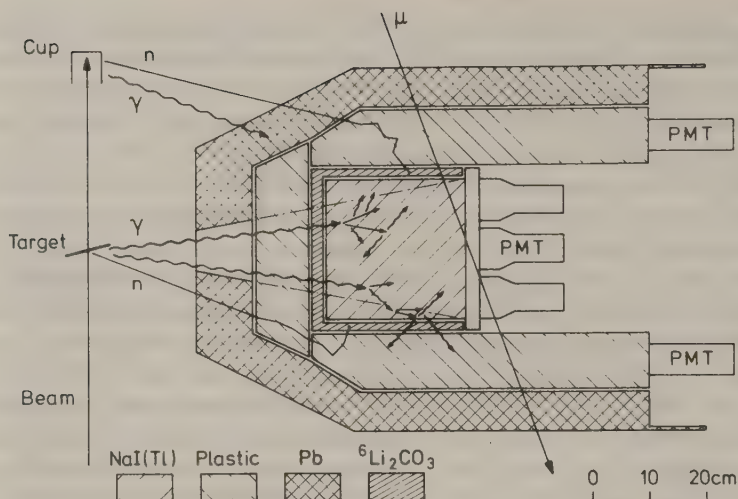
Nach der primären Paarerzeugung geben Elektron und Positron ihre Energie durch Ionisation und Bremsstrahlung ab, letztere überwiegt oberhalb der kritischen Elektronenenergie (E_c). Durch die Konversion zwischen Photonen und Leptonen bildet sich in einem in Flugrichtung des ursprünglichen γ -Quants gerichteten Kegel ein elektromagnetischer Schauer aus, dessen Ausdehnung durch die materialabhängigen Größen Strahlungslänge (longitudinal, X_0) und Molière-Radius (transversal, R_M) charakterisiert wird. Der Compton-Effekt gewinnt erst bei Photonenenergien unterhalb 6 MeV an Bedeutung. In einem total absorbierenden Detektor soll möglichst der gesamte Schauer innerhalb aktiven Materials aufgefangen werden. Halbleiterkristalle bieten zwar sehr gute Auflösung ($0.025 - 0.05\%$ bei 20 MeV), übersteigen bei der notwendigen Größe aber alle finanziellen Ressourcen. Mit flüssigem Argon oder Xenon betriebene Ionisationskalorimeter haben bei relativ geringen Kosten potentiell Auflösungsvermögen um 0.1% bei 20 MeV aufgrund der Homogenität der Flüssigkeit; jedoch konnten Verunreinigungen, die die Auflösung durch Einfang freigesetzter Elektronen beeinträchtigen, bislang nicht unter ausreichende Kontrolle gebracht werden.

Damit bleibt nur die Verwendung großer Szintillationskristalle in einem total absorbierenden Spektrometer. Hier sind das traditionelle Natriumjodid (NaI(Tl)) sowie die neueren Materialien BGO (Wismutgermanat, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) und Bariumfluorid (BaF_2) zu nennen. Wegen seiner höheren Dichte und des größeren mittleren Z stellt BGO eine bezüglich Abbremsvermögen interessante Alternative zu NaI(Tl) dar (Strahlungslänge 2.3 mal kürzer, Molière-Radius 2.0 mal kleiner). Es hat jedoch nur $\frac{1}{9}$ der Szintillationsausbeute, die Energieauflösung ist 2–3 mal schlechter als bei einem hinsichtlich Abbremsvermögen äquivalenten NaI(Tl) Kristall. Vorteil von BGO ist seine geringe Neutronensensitivität. BaF_2 stellt für die hier geplante Anwendung, bei der Energieauflösung der wichtigste Faktor ist, keine überragende Alternative zu NaI(Tl) dar. Im Vergleich zu NaI(Tl) ist das Absorptionsvermögen nicht wesentlich größer, die Lichtausbeute (langsame Komponente) beträgt etwa $\frac{1}{5}$ der von NaI(Tl). Gutes Zeitverhalten und die Möglichkeit der Teilchendiskriminierung mittels der schnellen Szintillationskomponente wiegen die Nachteile schlechterer Auflösung und der relativ langen Abklingzeit der intensiveren langsamen Komponente nicht auf. Bislang lassen sich offenbar weder BGO noch BaF_2 Kristalle in der gewünschten Größe mit ausreichender Reinheit und Homogenität herstellen. Beide Materialien, BGO und BaF_2 , zeigen eine mit abnehmender Temperatur steigende Lichtausbeute, was jedoch in einem komplexen Detektorsystem schwierig auszunutzen ist.

Somit ist NaI(Tl) auch heute noch aus mehr als historischen Gründen das Material der Wahl für große γ -Spektrometer hinsichtlich der eingangs genannten Anforderungen. Die höchste Lichtausbeute aller Szintillatoren ermöglicht das hier geforderte Auflösungsvermögen von 500–600 keV bei $E_\gamma = 20$ MeV, wenngleich auch nur unter Zuhilfenahme der aufwendigen Technik eines großen Spektrometers mit Antikoinzidenzabschirmung. Die im Vergleich zu anderen anorganischen Szintillatoren noch relativ kurze Abklingzeit der Lichtemission des Aktivators Tl von 230 ns gestattet zuverlässigen Betrieb des Detektors bei hohen Zählraten bis zu mehreren 10^5 s^{-1} . Im Vergleich zu organischen Szintillatoren ist das für kleine Signale nur mäßige Zeitverhalten allerdings nachteilig. Ein schwerwiegender Nachteil ist die große Neutronenempfindlichkeit. Die Hygroskopie des Materials erfordert hermetisches "Canning" des Kristalls.

Bezüglich des für ausreichende Absorption hochenergetischer γ -Quanten erforderlichen Volumens eines NaI(Tl) Detektors sind Absorptionsquerschnitt, Strahlungslänge ($X_0 = 2.59 \text{ cm}$) und Molière-Radius ($R_M = 4.35 \text{ cm}$) [PDG 86] zu betrachten. Ein zylindrischer Kristall sollte mindestens eine Tiefe von $10 X_0$ und einen Radius von $3 R_M$ haben, d. h. etwa $25 \text{ cm} \varnothing \times 25 \text{ cm}$ [Pau 74]. 25 cm NaI(Tl) bieten eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von 97% für 6 MeV γ -Quanten. In Anbetracht der stark nach vorn gerichteten elektromagnetischen Schauer nach Eintritt energiereicher γ -Quanten liegt die optimale Tiefe allerdings bei $30 - 38 \text{ cm}$ ($12 - 15 X_0$). Kristalle dieser Größe sind herstellungsmäßig und mechanisch gut handhabbar, finanziell liegen sie noch im Rahmen der Möglichkeiten eines Universitätsinstituts. Jedoch ist auch diese Größe noch nicht ausreichend, alle sekundären Schauerprodukte total zu absorbieren. Selbst bei Kollimierung des γ -Strahls sind im Hauptbereich einer Linie noch mehr als die Hälfte aller Ereignisse mit Energieverlust aus dem Kristall verbunden, vorwiegend in Form eines 511 keV Vernichtungsquants; ein niederenergetischer Ausläufer jeder Linie bis hinab zur Energie Null ist durch "Herauslecken" überwiegend von Bremsstrahlung bedingt. Wie sich auch aus der Analyse aller Eigenschaften des Bochumer Spektrometers (vergleiche Kapitel 3) ergeben wird, ist ein $25 \text{ cm} \varnothing \times 25 \text{ cm}$ großer NaI(Tl) Kristall für den Energiebereich $E_\gamma \approx 5 - 40 \text{ MeV}$ geeignet. Überschreitet die Energie der γ -Quanten allerdings die Grenze von etwa 50 MeV , so ist diese Kristallgröße definitiv nicht mehr ausreichend (vergleiche [DowZ 87] und [MilA 88]).

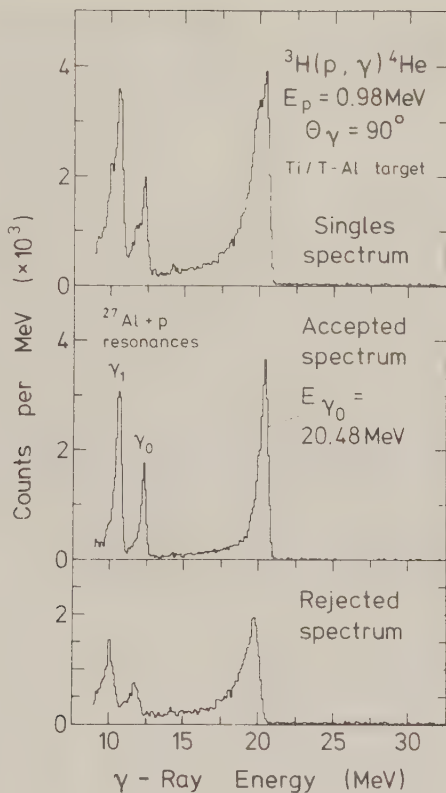
Aus diesen Überlegungen resultiert das in Stanford [Suff 68] erstmals realisierte Konzept eines großen NaI(Tl) Spektrometers mit Antikoinzidenzabschirmung. Figur 2.1 zeigt das Prinzip solcher Detektorsysteme. Der zentrale zylindrische NaI(Tl) Detektor ist seitlich und vorn von aktiver Abschirmung in Form eines Plastiksintillators umgeben. Dieser dient zur Verbesserung des Auflösungsvermögens des NaI(Tl) Kristalls durch Identifizierung solcher Ereignisse, bei denen ein Teil der Schauerenergie den Zentralkristall verläßt. Es werden alle Ereignisse des NaI Detektors verworfen, bei denen der Plastikszintillator koinzident angesprochen hat. Dadurch wird weiterhin der aus kosmischer Höhenstrahlung resultierende Untergrund sehr effizient eliminiert. Figur 2.2 zeigt die Aufteilung des "Singles" Spektrums in die "accepted" und "rejected" Anteile; der durch Zählratenverlust erkaufte Auflösungsgewinn wird deutlich. Die gesamte Anordnung ist von passiven Abschirmungen umgeben.



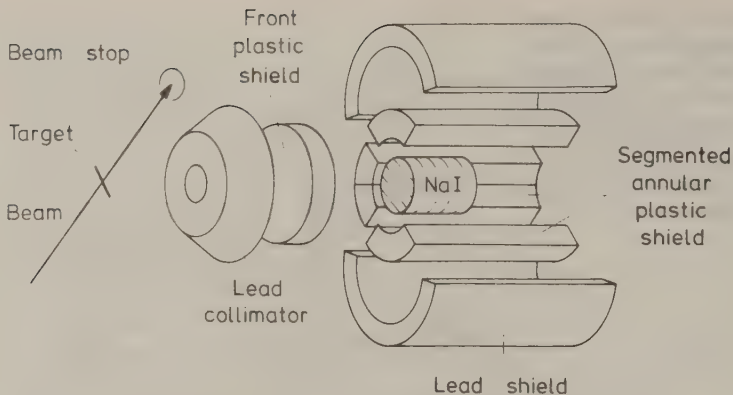
Figur 2.1: Prinzip eines großen NaI(Tl) Spektrometers mit aktiver und passiver Abschirmung. Es sind verschiedene Ereignistypen für γ -Strahlung, Neutronen und kosmische Myonen dargestellt. Die tatsächlichen Abmessungen, Bestückung mit Photomultipliern und die Materialien entsprechen dem Bochumer Spektrometer.

Am gewichtigsten ist die Bleiabschirmung, in der ein Kollimator die vom Target ausgehende γ -Strahlung meist so begrenzt, daß die volle Rückfläche des NaI(Tl) Kristalls ausgeleuchtet wird. Das Blei unterdrückt strahlinduzierten und im Raum vorhandenen γ -Untergrund sowie die weiche Komponente der Höhenstrahlung, zudem wirkt es als Konverter für Myonen. Zur Reduktion des auf den NaI(Tl) Kristall einfallenden Neutronenflusses ist der Zwischenraum zwischen den NaI und Plastikdetektoren mit ^6Li -haltigem Material ausgefüllt. Schnelle Neutronen werden im Plastik zu einem Teil moderiert und in ^6Li überwiegend über die $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ Reaktion mit hoher Effizienz ($\sigma = 940 \text{ b}$ bei thermischer Energie) ohne Emission sekundärer γ -Strahlung absorbiert. Zur Minimierung des Untergrunds schneller Neutronen wird oft ein weiterer Moderator (Paraffin, boriertes Polyäthylen) zwischen Target und Detektor angeordnet.

Figur 2.2: Spektren einer monochromatischen γ -Linie aus der ${}^3\text{H}(p, \gamma){}^4\text{He}$ Reaktion. Es wird die Zerlegung des "Singles" Spektrums in akzeptierte ("Accepted") und verworfene ("Rejected") Anteile demonstriert.



Im Bochumer Spektrometer ist eine Vielzahl von Verbesserungen im Detail implementiert, die in ihrem Prinzip auf das Mk III Spektrometer in Brookhaven zurückgehen. Figur 2.3 zeigt eine Ansicht der beiden einander ähnelnden Detektorsysteme. Im folgenden werden die Komponenten des Bochumer Systems beschrieben.



Figur 2.3: Explosionszeichnung der NaI(Tl) Spektrometer in Brookhaven und Bochum mit ihren wesentlichen Komponenten (nach [SanC 84]). Im Gegensatz zur Abbildung ist die Bleiabschirmung des Bochumer Systems nicht aus zwei Halbschalen zusammengesetzt, sondern aus mehreren Ringen. Es sind nur vier der sechs Segmente des ringförmigen Plastiksintillators gezeigt, der Neutronenabsorber zwischen NaI und Plastikdetektoren ist nicht dargestellt.

2.2 Der NaI(Tl) Detektor

Zentraler Detektor des Bochumer "Big NaI" Spektrometers ist ein zylindrischer NaI(Tl) Kristall mit einem Durchmesser von 25.4 cm und einer Länge von 25.4 cm, hergestellt von der Firma Bicon¹ unter Anwendung von Verfahren, die in Zusammenarbeit mit A.M. Sandorfi und dem Brookhaven National Laboratory entwickelt wurden [SanC 84] und noch weiterentwickelt werden. Die Kristallgröße stellte einen Kompromiß zwischen physikalischen und finanziellen Gesichtspunkten dar. Der Kristall ist mit sieben Photomultipliern vom Typ RCA 4900 versehen; sie sind über Quarzfenster an der Rückseite (Figur 2.1) optisch angekoppelt. Diese zehnstufigen Röhren (Durchmesser 76 mm) wurden nach den Kriterien guter Energieauflösung und intrinsischer Verstärkungsstabilität ausgewählt. Die Wandstärke der hermetischen Alumi-

¹ Bicon Corp., Newbury, Ohio (USA)

nium-Can wurde auf ein Minimum reduziert (1.3 mm an der Frontfläche, 1.6 mm seitlich).

2.2.1 Kristallpräparation

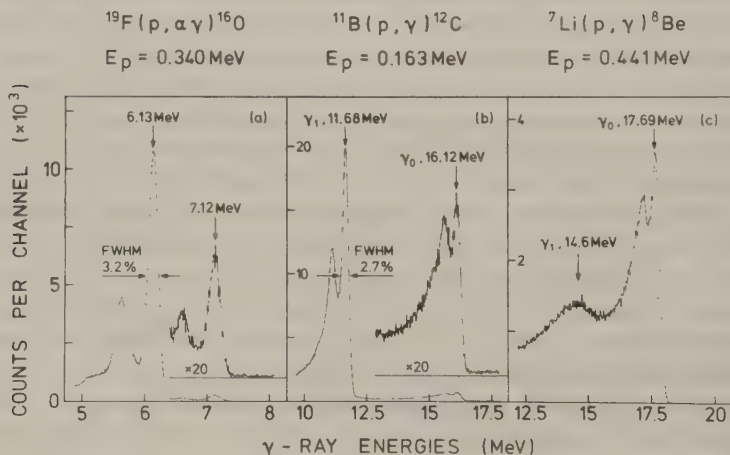
Für das Auflösungsvermögen ist die Gleichmäßigkeit der Szintillations-effizienz und der Lichtsammlung über das ganze Kristallvolumen hinweg von entscheidender Bedeutung, das heißt, es wird die größtmögliche Unabhängigkeit der Anzahl der auf die Photomultiplierkathoden treffenden Lichtquanten von den Orten der Absorption des ursprünglichen γ -Quants gefordert. Drei Faktoren beeinflussen diese Uniformität: Die geometrische Form des Kristalls, die Reflexionseigenschaften aller Grenzflächen und Inhomogenitäten der Dotierung mit dem Aktivator Thallium. Sobald der Kristall gezüchtet ist, kann die Tl-Dotierung nicht mehr geändert werden, ihr Einfluß ist untrennbar mit den anderen Faktoren gekoppelt.

Der Kristall wurde aus einem einzigen Block gefertigt und nicht – wie bei den Spektrometern der früheren Generationen üblich – aus zwei (oder drei!) zusammengeklebten Kristallen. Dies verhindert den aufgrund des hohen Brechungsindex von NaI(Tl) ($n = 1.85$) unvermeidlichen Sprung der Lichtausbeute, wenn der elektromagnetische Schauer eine Grenzfläche kreuzt. Zur Kompensation dieses und der geometrischen Effekte wurden Kristalloberfläche und Reflektormaterial (MgO) schon immer geeignet bearbeitet. Mit einer eng kollimierten γ -Quelle (meist ^{137}Cs , $E_\gamma = 661 \text{ keV}$) wird der Detektor abgetastet; die Reflektivität wird durch Polieren der Oberfläche an den Stellen vermindert, die zu hohe Lichtausbeute zeigen ("Grading" der Reflexionseigenschaften, [Pau 74]). Neu an der Brookhaven-Bicron-Technik [SanC 84] ist es, einen zweiten Kompensationsvorgang bei wesentlich höherer γ -Energie durchzuführen, nämlich $E_\gamma = 6.13 \text{ MeV}$ ($^{244}\text{Cm} - ^{13}\text{C}$ Quelle). Erst durch die größere mittlere Eindringtiefe dieser Quanten (7.1 cm im Vergleich zu 3.3 cm bei ^{137}Cs) und die Möglichkeit der Paarproduktion (45% des totalen Absorptionskoeffizienten) wird die innere Region eines großen Kristalls erreicht. Kompensation mit ^{137}Cs korrigiert vorwiegend geometrische Effekte der Lichtsammlung, während diejenige bei 6.13 MeV wahrscheinlich sensitiver auf Tl-Inhomogenitäten, also auf die Lichtproduktion, ist. Die Hoffnung, durch zweimalige

Anwendung der Prozedur eine Minimierung aller gekoppelten Einflüsse zu erreichen, wurde durch die erzielten Ergebnisse – drastische Verbesserung des Auflösungsvermögens bei mittleren und hohen γ -Energien – erfüllt. Für quantitative Angaben zum BNL Mk III Kristall vergleiche man [SanC 84].

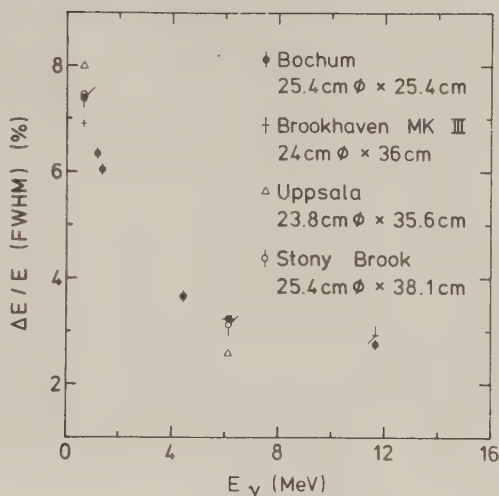
2.2.2 Auflösungsvermögen und Uniformität

Das Auflösungsvermögen des NaI(Tl) Detektors allein, also ohne Anti-koinzidenzabschirmung und Kollimation, wurde mit Hilfe radioaktiver Quellen sowie einer Reihe protoneninduzierter Kernreaktionen am 450 kV Haefely-Beschleuniger des DTL untersucht. Figur 2.4 zeigt einige Spektren, die Ergebnisse werden in Figur 2.5 zusammengefaßt und mit den Daten anderer Detektoren dieser dritten Generation verglichen. Für $E_\gamma = 6.13$ MeV beträgt die Auflösung $(3.22 \pm 0.05)\%$ (FWHM); dieser Wert wurde auch in Brookhaven erzielt. Bis hinauf zu $E_\gamma \approx 12$ MeV lassen sich Full-energy und One-escape Peaks ohne jegliche weitere Maßnahmen trennen.

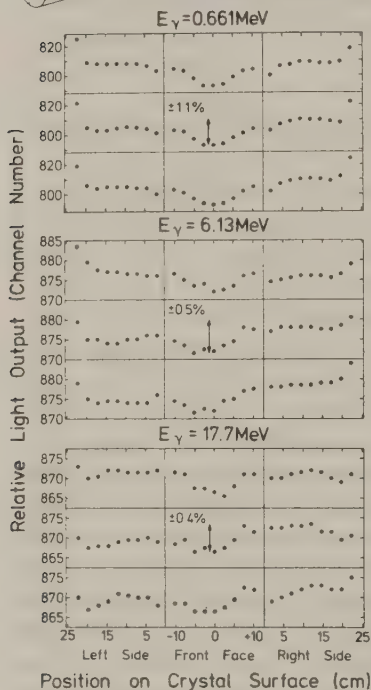
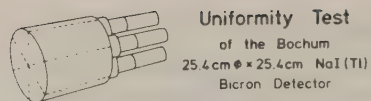


Figur 2.4: Mit dem NaI(Tl) Detektor allein aufgenommene Spektren von γ -Quanten im mittleren Energiebereich, erzeugt über die angegebenen Kernreaktionen ($\Theta_\gamma = 0^\circ$).

Figur 2.5: Zusammenstellung der Auflösungs-
werte für den NaI(Tl)
Detektor im Vergleich
mit denen weiterer neuer-
er Kristalle. Alle Kri-
stalle wurden von Bicron
hergestellt.



Wir haben die Messungen der Uniformität des Kristalls bei $E_\gamma = 661 \text{ keV}$ und 6.13 MeV wiederholt und auf die bislang höchste Energie von 17.7 MeV ausgedehnt. Dazu wurden zunächst die Verstärkungen aller sieben Photomultiplier bei der jeweiligen γ -Energie durch Variation der Hochspannungen aufeinander abgestimmt ("Gain matching"). Anschließend wurde die Kristalloberfläche mit einem auf 2.5 cm^2 kollimierten γ -Strahl an 25 Punkten auf der Frontfläche und 54 Punkten auf der Mantelfläche abgetastet und die Pulshöhe des summierten Signals, d. h. die relative Lichtausbeute, an jedem Punkt gemessen. Die entstehenden Landkarten unseres Kristalls sind in Figur 2.6 dargestellt. Der zweite Kompensationsvorgang mit $E_\gamma = 6.13 \text{ MeV}$ hat die im ersten Durchgang bei 661 keV erzielte Uniformität von $\pm 0.23\%$ (Herstellerangabe) deutlich verschlechtert, ohne die Auflösung von 7.3% bei dieser niedrigen Energie zu verändern. Wegen der zunehmenden Paarproduktion und größerer Reichweite der sekundären Schauerprodukte erstreckt sich die Absorptionszone für 18 MeV γ -Quanten noch tiefer in das Innere des Kristalls als bei 6.13 MeV . Unsere Messung bei 17.7 MeV zeigt jedoch – mit Ausnahme der Endregion in der Nähe der Photomultiplier – keinen wesentlichen Unterschied mehr zu derjenigen bei 6.13 MeV . Die in allen Daten zu beobachtende, aber noch innerhalb der Spezifikationen liegende Unregelmäßigkeit über die Detektorfront hinweg läßt



Figur 2.6: Ergebnisse der Uniformitätsmessungen am NaI(Tl) Kristall. Der Detektor wurde mit eng kollimierten γ -Strahlen entlang der gestrichelt eingezeichneten Linien abgetastet.

allerdings erwarten, daß dieser Kristall nicht ganz die exzellenten Eigenschaften des BNL Mk III Detektors bei hohen γ -Energien um 20 MeV erreichen wird.

Die Bedingungen, unter denen sich ein Abgleich der Verstärkungen aller Photomultiplier erzielen ließ, geben einen weiteren deutlichen Hinweis darauf, daß sich der Kristall in Produktion und Sammlung von Szintillationslicht bei Einstrahlung verschiedener γ -Energien unterschiedlich verhält. Anfänglich haben wir das Gain matching mit 4.44 MeV γ -Quanten aus einer $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ Quelle und mit 6.13 MeV Quanten aus der Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ bei $E_p = 872 \text{ keV}$ und 1.371 MeV durchgeführt. Später haben wir nur noch die 10.76 MeV

Linie aus der $^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{28}\text{Si}$ Reaktion bei $E_{\text{p}} = 992 \text{ keV}$ verwendet (vergleiche Figur 3.5). Waren die Photomultiplier bei 4.44 oder 6.13 MeV abgeglichen worden, so erforderte der Übergang zu 10.76 MeV Neueinstellungen der Verstärkung einzelner Röhren um bis zu 5–7%. $E_{\gamma} \approx 11 \text{ MeV}$ ist etwa die höchste Energie, bei der ein definierter Peak mit jedem der sieben Photomultiplier einzeln beobachtbar ist; eine langsame (μs) Antikoinzidenz mit dem Plastiksintillator erwies sich dabei als sehr hilfreich. Bei Energien im tatsächlich interessierenden Energiebereich um 20 MeV, z. B. 17.7 MeV aus $^7\text{Li}(\text{p},\gamma)^8\text{Be}$ bei $E_{\text{p}} = 441 \text{ keV}$, ist der Verstärkungsabgleich erschwert. Der Übergang von 6.13 MeV zu 17.7 MeV erforderte ebenfalls Neueinstellungen um 2–7%. Wir haben keine eindeutigen Hinweise darauf gefunden, daß sich das Auflösungsvermögen bei 20 MeV durch erneutes Gain matching bei eben dieser Energie gegenüber der bei 10.76 MeV erzielten Einstellung verbessern läßt. Selbstverständlich ist, daß das Gain matching vor jedem Experiment in der aktuellen Geometrie (Kollimation) durchzuführen ist.

Abschließend sei festgestellt, daß sich ein NaI(Tl) Kristall der hier benutzten Größe ($25.4 \text{ cm} \times 25.4 \text{ cm}$) mit γ -Quanten von 6.13 und 10.76 MeV in ausreichendem Maße über sein ganzes Volumen hinweg durchleuchten läßt. Dies gilt nicht mehr für Kristalle, deren charakteristische Dimension wesentlich größer ist. Ebenfalls soll nicht unerwähnt bleiben, daß Bicron heute in der Lage ist, NaI(Tl) Detektoren der Größe $24 \text{ cm} \times 36 \text{ cm}$ mit einer Auflösung von 2.7% bei 6.13 MeV standardmäßig herzustellen (Firmenangaben), ein noch größerer Detektor ($26.7 \text{ cm} \times 56 \text{ cm}$) erzielte sogar 2.5% [MIL 881].

2.3 Der Plastiksintillator

Der Plastiksintillator umgibt den NaI(Tl) Detektor seitlich und an der Frontfläche (vergleiche Figuren 2.1 und 2.3). Das Material NE 110² auf der Basis von Polyvinyltoluol wurde trotz seiner gegenüber NE 102 A geringeren Lichtausbeute wegen der größeren Lichtabschwächungslänge bevorzugt. Der ringförmige seitliche Detektor ist ein Hohlzylinder, der längs in sechs optisch voneinander getrennte Segmente geteilt ist (Figur 2.3). Seine Dicke beträgt

² Nuclear Enterprises Limited, Edinburgh (GB)

9.6 cm, die Länge 61.3 cm, der äußere Durchmesser ist 49.5 cm. Die Länge des Plastiksintillators ist so ausgelegt, daß er bei einem eventuellen Ersatz des derzeitigen NaI(Tl) Kristalls durch einen längeren (z. B. 25 cm $\varnothing \times$ 38 cm) weiterhin verwendbar bleibt. Der Frontdetektor ist eine einzige, an den Seiten schräg angeschnittene, kreisförmige Scheibe von 10.2 cm Dicke und 49.5 cm Durchmesser. 10 cm Plastik ergeben eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von 61 % für 511 keV γ -Quanten und von 86 % für 50 keV; der überwiegende Teil der Quanten wird den Szintillator jedoch schräg durchlaufen. Die Rückfläche des NaI(Tl) Detektors ist nicht mit einem Antikoinzidenzdetektor versehen. Solch ein weiterer Detektor sollte den in unserem Energiebereich noch geringen Anteil derjenigen Schauerprodukte nachweisen, die den NaI Kristall an dessen Rückseite verlassen; seine Verwendung ist jedoch aufgrund der Absorption durch Aluminium-Rahmen, Photomultiplier und Spannungsteiler des NaI Detektors nahezu wirkungslos. Der vordere Plastiksintillator ist für hochenergetische γ -Quanten bei einer Dicke von 0.24 Strahlungslängen fast transparent (Wechselwirkungswahrscheinlichkeit etwa 14 % für $E_\gamma = 20$ MeV).

Der Plastiksintillator wurde im Hinblick auf optimale Lichtsammlung in einem so großen Szintillator und auf eine möglichst niedrige Nachweis-schwelle konstruiert (vergleiche [SanC 84]). Alle Oberflächen sind poliert, jedes Segment ist mit eng anliegender Aluminiumfolie umwickelt. Früheren Tests zufolge ergibt diese Kombination von Oberfläche und Reflektor bei weitem die größte Lichtausbeute und Uniformität ([HasL 74], [SanC 84]). Der Plastiksintillator ist mit insgesamt 15 schnellen Photomultipliern vom Typ Valvo XP 2212 B (zwölfstufig, Durchmesser 50 mm) versehen; jedes Ringsegment wird von zwei an der Rückfläche angekoppelten Röhren beobachtet, die Front-scheibe von drei Röhren an ihrer Oberseite. Zur Dämpfung der Reflexionen des Szintillationslichts entlang der großen Längen der Detektoren sind die Flächen, auf denen die Photomultiplier angebracht sind, nicht mit Reflektor-material belegt, sondern mit mattschwarzem (!) Klebeband verdunkelt. Anstiegs- und Abfallszeit der Signale liegen bei etwa 4 und 25 ns. Die Uniformität der Lichtausbeute (Pulshöhe) jedes einzelnen Segments, getestet mit einer ^{137}Cs -Quelle, beträgt etwa $\pm 10\%$; nur an den extremen Enden der langen Ringsegmente (entfernt von und sehr nah an den Photomultipliern) treten geringe, durch die Geometrie bedingte Licht- und Zählratenverluste auf. Das Auflösungsvermögen für 661 keV γ -Quanten liegt bei etwa 25 %.

Alle sechs Segmente des Rings sind in einem gemeinsamen, die Szintillatoren eng umschließenden, lichtdichten Gehäuse untergebracht. Großer Wert wurde auf geringe Absorption der den NaI(Tl) Detektor verlassenden Schauerprodukte (speziell weiche Gamma- und Bremsstrahlung) gelegt. Der innere Zylinder des Gehäuses besteht aus 0.5 mm dickem Edelstahl, der äußere ist 1.0 mm dick. Gehalten werden beide Zylinder an den Stirnflächen durch 8 mm dicke Aluminiumringe, von denen der hintere auch zur (elektrisch isolierten) Befestigung der zwölf Photomultiplier dient. Die Röhren werden durch Federn auf den Szintillator gedrückt. Die Aluminiumfolie des Frontplastikszintillators wurde direkt mit lichtdichtem Klebeband umwickelt. Er wird im vorderen, U-förmig mit abnehmbarer Brücke geformten Ring der Bleiabschirmung gehalten; seine drei Photomultiplier sind von oben durch die Bleibrücke geführt und werden ebenfalls mit Federkraft angedrückt. Alle Photomultiplier sind mit Lichtleitpaste (Dow Corning Q2-3067) optisch an den Szintillator angekoppelt.

Für den Plastikszintillator wurden die fertig polierten Segmente gekauft, die Anfertigung der Einzelteile des Gehäuses geschah in den Institutswerkstätten, Konstruktion und Zusammenbau waren Eigenarbeit.

2.4 Spektrometeraufbau und Meßplatz für Strahlungseinfang

Die NaI(Tl) und Plastikszintillatoren sind innerhalb einer Bleiabschirmung untergebracht, die sie an den Seiten und an der Front umschließt (vergleiche die Figuren 2.1 und 2.3). Die Dicke der aus acht verzahnten Ringen zusammengesetzten seitlichen Abschirmung beträgt 7.5 cm; ein dickeres, zerlegbares "U" mit Brücke nimmt den Frontplastikszintillator auf. Die Dicke der frontalen Abschirmung ist 10.0 cm; ein herausnehmbarer, konischer Bleikollimator begrenzt den vom Target ausgehenden γ -Strahl in der gewünschten Weise. Alle Detektoren sind voneinander und vom Blei elektrisch isoliert gelagert.

Zwischen den NaI(Tl) und Plastikdetektoren befindet sich ein etwa 1.5 cm dicker Neutronenabsorber aus ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ (Anreicherung 95 %) ³, insgesamt etwa

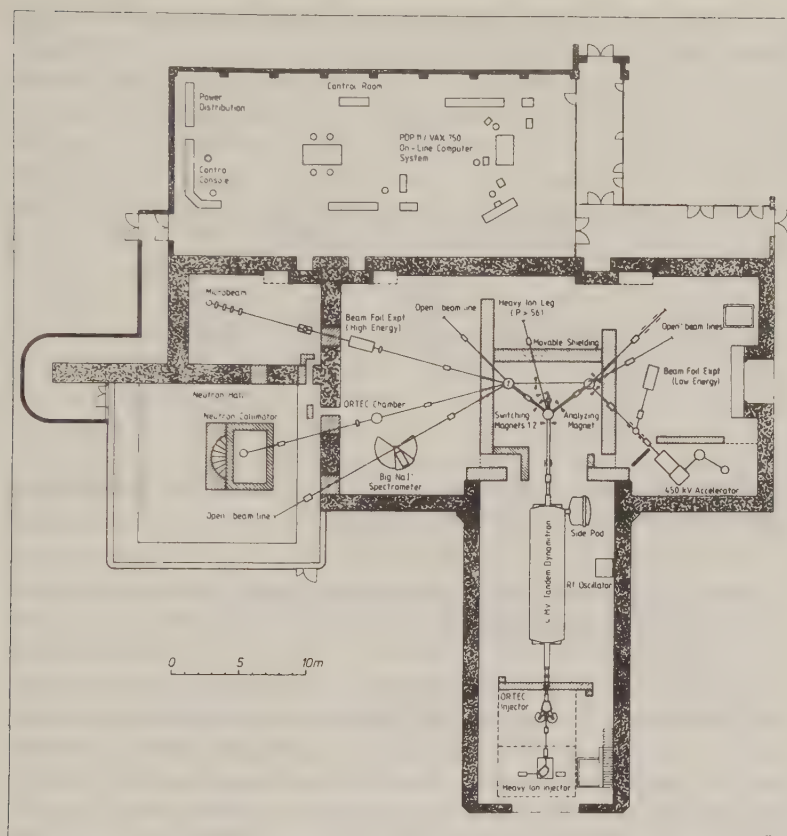
³ Oak Ridge National Laboratory, Isotope Distribution Office, operated by Martin Marietta Energy Systems, Inc., Oak Ridge, Tenn. (USA)

4 kg. An der Stirnfläche des NaI Detektors hat der Absorber die Form einer flachen Scheibe, die nach dem Pressen⁴ (5000 kN) dünn mit Epoxidharz bestrichen und ausgehärtet wurde. An der Seite befindet sich pulverförmiges Material in sechs verschweißten Plastikbeuteln. Aufgrund der niedrigeren Teilchenzahldichte ist ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ im Vergleich zu dem sonst üblichen ${}^6\text{LiH}$ ein um etwa einen Faktor 2 weniger effizienter Absorber für Neutronen, gleichzeitig aber steigt die Absorption niederenergetischer, aus dem NaI(Tl) Detektor austretender Schauerprodukte um ein Mehrfaches.

Das "Big NaI" Spektrometer wurde im Dynamitron-Tandem-Laboratorium am Strahlrohr 120° I aufgebaut. Figur 2.7 zeigt den Grundriß des Labors; Figur 2.8 gibt eine Darstellung des Meßplatzes für Strahlungseinfang mit allen für Spektrometer, Targetkammer und Strahlführung wichtigen Komponenten. Das Spektrometer ist auf dem Drehkranz des ehemaligen Marburger Magnet-spektrographen⁵ montiert. Zur Aufnahme von Winkelverteilungen kann die Anordnung um eine durch den Targetpunkt gehende vertikale Achse rotiert werden, zur Variation des Raumwinkels oder auch im Hinblick auf Flugzeitmessungen kann der Abstand vom Target entlang einer horizontalen Achse geändert werden. Der das Spektrometer tragende und seine horizontale Verschiebung ermöglichende Aufbau auf dem Wagen des Drehkranzes ist ebenfalls eine Eigenkonstruktion, die in den Institutswerkstätten gebaut wurde. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen betrug der Abstand zwischen Target und Bleifront 24.6 cm; in diesem Abstand spannt der Bleikollimator einen geometrischen Raumwinkel von $\Omega = 111.6$ msr auf, dieser projiziert die γ -Strahlung auf den vollen Durchmesser des NaI Kristalls in 20 cm Tiefe. Der Öffnungswinkel des Kollimators beträgt $\pm 10.8^\circ$. Der Detektorwinkel kann bei diesem Abstand zwischen $\Theta_\gamma = 50^\circ$ und 125° variiert werden. Der gesamte, etwa 3000 kg schwere Aufbau ist mit einer Genauigkeit von besser als 0.5 mm justiert. Die durch geometrische Dejustierung resultierenden systematischen Fehler unterliegen der vergrößernden Wirkung des Bleikollimators; für eine Diskussion vergleiche [Gos 83].

⁴ Den Herren Dipl. Ing. W. Hammer und Dr. W. Hanenkamp (Fakultät für Bauingenieurwesen der Ruhr-Universität) sei für ihre Hilfe bei Pressung der Scheibe gedankt.

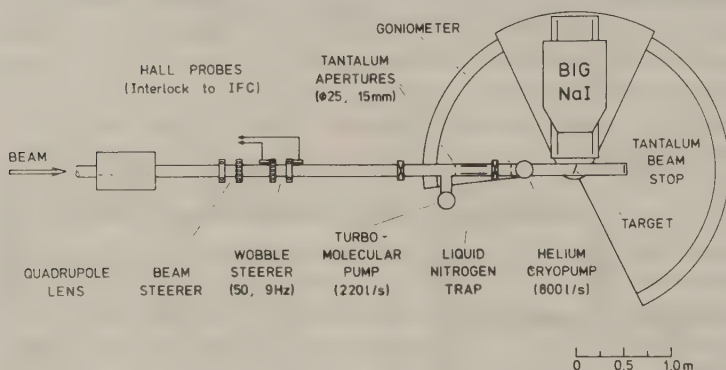
⁵ Herrn Prof. Dr. H. Freiesleben sei für die freundliche leihweise Überlassung dieses von ihm nach Bochum gebrachten Requisites gedankt.



Figur 2.7: Grundriß des Dynamitron-Tandem-Laboratoriums der Ruhr-Universität Bochum mit seinen experimentellen Einrichtungen.

Die gesamte Targetkammer und Teile der Strahlführung wurden eigens konzipiert und aufgebaut, vergleiche Figur 2.8. Die zu realisierenden Aspekte waren weitgehende Freiheit von strahlinduziertem Untergrund, die Möglichkeit der Verwendung hoher Strahlströme auch mit radioaktiven Targets ohne Zerstörung derselben, modularer Aufbau der Kammer für unterschiedliche

The "Big NaI" Spectrometer at the DTL Bochum



Figur 2.8: Aufbau von Strahlführung, Targetkammer und "Big NaI" Spektrometer am Meßplatz für Strahlungseinfang im DTL, 120° I.

Typen von Targets, Ausschaltung des Kohlenstoffaufbaus sowie nicht zuletzt eine flexible und bequeme Handhabung.

Im gesamten 120°-Strahlrohr durchläuft der Strahl während der Messung keine definierenden Blenden, es sind lediglich zwei große Hilfsblenden aus Tantal ($\varnothing 25$ und 15 mm) vorhanden. In unseren Experimenten konnten auch die höchstenergetischen Protonenstrahlen des Tandem-Beschleunigers ($E_p \leq 8$ MeV, Intensität 100 nA - 10 μ A) entweder direkt am Targetort oder auf einem Tantal-Strahlfänger 50 cm hinter dem Target ohne exzessive Erhöhung des Untergrunds gestoppt werden; der Faraday-Cup wurde oft mit Paraffin und $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ abgeschirmt. Für Messungen des Schwerionenstrahlungseinfangs in Kerne der sd- und p-Schalen kann das Spektrometer nahe am Target positioniert werden, Stoppen der Schwerionenstrahlen (z. B. ^{12}C , $E_{\text{lab}} \leq 20$ MeV, 0.1 - 10 Teilchen- μ A) auf Materialien mit hohem Z (Ta) direkt am Targetort stellt kein Problem dar. Zur Messung der aufgebrachten Strahlladung wird die gesamte Targetkammer einschließlich Target und Faraday-Cup mit einem Stromintegrator verbunden, Sekundärelektronenemission wird durch Gegenspannungen ($\sim (1-3)$ kV) korrekt unterdrückt. Falls erforderlich, kann der Strahl auch erst hinter einer

Betonwand in der anschließenden Neutronenhalle gestoppt werden (Figur 2.7). Als Hilfe bei der Fokussierung werden an Targetposition eingebrachte Tantal-Blenden benutzt. Es hat sich gezeigt, daß Verhältnisse von Cup- zu Blendenstrom von $(100 - 200) \div 1$ bei einem Blendendurchmesser von 2 mm für Protonenstrahlen mit $E_p \approx 1 - 8$ MeV und gleiche Werte bei einer 4 mm Blende für Schwerionenstrahlen die Minimalforderung für befriedigende Strahlqualität darstellen. Abschließend kann die Strahlqualität auch auf einem an Targetposition eingebrachten Quarz bei reduziertem Strahlstrom optisch sehr gut beurteilt werden.

Um die sofortige oder schleichende Zerstörung der (radioaktiven) Targets durch den Beschuß mit den intensiven (Schwerionen-) Strahlen des Dynamitron-Beschleunigers zu verhindern, wird ein magnetischer Strahlscanner ("Wobble Steerer", siehe Figur 2.8) eingesetzt, bestehend aus zwei Spulenpaaren, die von sinus- oder besser dreieckförmigen Wechselströmen durchflossen werden. Die Einstellung geschieht mit Hilfe einer quadratischen Ta-Blende; die überstrichene Fläche wurde in den Experimenten dieser Arbeit zu $9 \times 9 \text{ mm}^2$ gewählt. Die Magnetfelder des Scanners werden mit zwei Hall-Sonden und nachgeschalteten Gleichrichtern überwacht, Änderungen oder gar Ausfall haben das sofortige Schließen des Faraday-Cups des Beschleunigers zur Folge. Targets mit dickem Backing (Ta) werden an der Rückseite direkt mit Wasser gekühlt. Bei den Experimenten dieser Arbeit konnte die Konstanz der Targetdicken selbst bei intensivem Strahlbeschuß während $1\frac{1}{2}$ Wochen auf besser als 2% (statistischer Fehler der Messungen) nachgewiesen werden.

Das Vakuum in der Targetkammer wird mittels einer Helium-Kryopumpe (53.5 cm entfernt vom Target) aufrechterhalten, im Strahlrohr mit zwei Turbomolekularpumpen. Eine Kühlfalle in Form eines mit flüssigem Stickstoff gekühlten, 30 cm langen Kupferrohres entkoppelt das mit ölgelagerten Pumpen evakuierte Strahlrohr von der ölfreien Targetkammer. Der Druck in der gesamten Apparatur beträgt unter Experimentbedingungen typisch $(2 - 4) \cdot 10^{-7}$ mbar. Der sonst allgegenwärtige Aufbau von durch den Strahl geackten Kohlenwasserstoffen auf dem Target wird weitestgehend eliminiert. Wir haben nach dem – visuell nicht mehr zu beurteilenden – Kohlenstoffaufbau auf diversen Targets mittels Teilchen- und γ -Spektroskopie vergeblich gesucht.

Die Targetkammer ist modular aufgebaut, sie gestattet den Einbau von zwei Targetleitern gleichzeitig. Bislang existieren eine Leiter für freitragende Folien (und alle erwähnten Blenden) nach Norm der Ortec-Streukammern, eine Targetleiter mit direkter Kühlung dicker Targetbackings, eine Leiter für freitragende Folien mit Kühlung der seitlichen Auflageflächen [Dec 87] sowie eine Vakuumschleuse zum Transfer reaktiver Targets [Eule]. Durch Ventile sind Targetwechsel ohne Erwärmen der kalten Flächen möglich, die Pumpzeit ist im allgemeinen kurz im Vergleich zu der für den Wechsel benötigten Zeit.

Aufgrund des würfelförmigen Aufbaus der Targetkammer ist bei Winkelverteilungsmessungen eine Korrektur wegen der Anisotropie der Kammer notwendig. Unter 90° zur Strahlrichtung, dem Standardwinkel für die meisten Einfangreaktionen und alle Kalibrierungsmessungen, ist die Edelstahlwand der Kammer extrem dünn ausgeführt (etwa 0.5 mm, Winkelbereich hier $90^\circ \pm 40^\circ$). Erhöhte Absorption tritt in den Kanten des Würfels auf, bei Verwendung der wassergekühlten Targetleiter auch in deren Rückwand. Die Absorption von γ -Quanten im interessierenden Energie- und Winkelbereich wurde mehrfach vermessen, und zwar mit Hilfe der Reaktionen $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 992 \text{ keV}$, $^7\text{Li}(p,\gamma)^8\text{Be}$ bei 441 keV und $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ bei 7.0 MeV in identischer geometrischer und elektronischer Konfiguration wie bei den tatsächlichen Einfangmessungen. Die Transmission der Kammer relativ zu $\Theta_\gamma = 90^\circ$ ist mit einer Gesamtgenauigkeit von besser als 1.5% bekannt.

2.5 Elektroniksystem und Datenerfassung

Ließen sich bei Anfertigung der Detektoren die wesentlichen Unterschiede zwischen den Detektoren der jetzigen dritten und den vorherigen Generationen auf einige wichtige Verbesserungen zurückführen – eine Vielzahl von Details sei außer acht gelassen –, so ist das signalverarbeitende Elektroniksystem seinem Prinzip nach seit jeher verwendet worden [Pau 74]. Hier hängt die Aufnahme qualitativ guter Spektren und vor allem ihre Freiheit von elektronisch bedingten systematischen Fehlern von der sorgfältigen Abstimmung aller Komponenten ab. Spätestens mit dieser Erkenntnis wird man ein großes NaI(Tl) Spektrometer nicht mehr allein nach dem erzielten Auflösungsvermögen beurteilen, sondern man wird alle Aspekte auf dem Weg von einer zuverlässigen

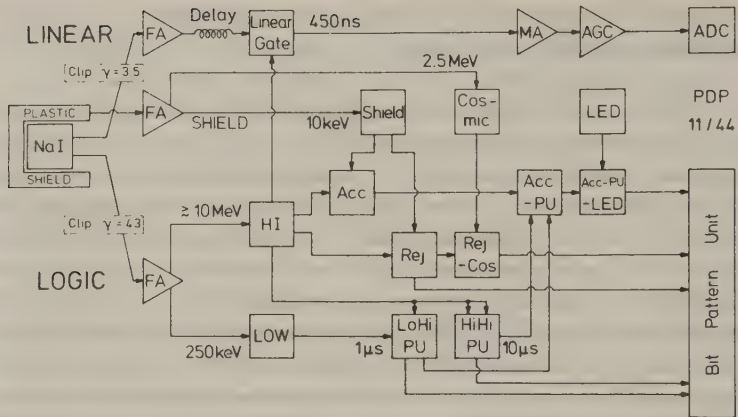
Gewinnung der Spektren hin zu einer konsistenten Extraktion kernphysikalischer Daten einbeziehen müssen.

Die Photomultiplier aller Detektoren sind mit Abschirmungen gegen elektrostatische (Mantel auf Kathodenpotential) und magnetische Felder (Mumetall) versehen; sie werden mit negativer Hochspannung betrieben. Zur Vermeidung von Mikrouberschlägen und Ionenvergiftung der Photokathoden liegt die "Can" des NaI Detektors auf demselben Potential. Die Spannungsteiler für die sieben RCA 4900 Photomultiplier sind eine modifizierte Version des Brookhaven-Teilers [SanC 84]. Es handelt sich um einen aktiven Teiler, bei dem die letzten vier der zehn Dynoden mit als Stromverstärkern fungierenden Transistoren ausgerüstet sind. Die 15 Valvo XP 2212 B Photomultiplier des Plastiksintillators sind mit passiven Spannungsteilern mit hohem Querstrom ausgerüstet. Zur Spektroskopie der Energieinformation und Ableitung aller Zeitsignale werden die direkt ausgekoppelten Anodensignale verwendet.

Das nachfolgende Elektroniksystem ist in drei funktionale Gruppen zu gliedern:

- (i) Aufbereitung der Energiesignale des NaI(Tl) Detektors
- (ii) Ausführung aller schnellen logischen Entscheidungen für ein Ereignis, zu unterteilen in Feststellung einer Koinzidenz mit dem Plastiksintillator und Untersuchung des NaI Signals auf Pile-up ("Pulsaufstockung")
- (iii) Stabilisierung der Verstärkung im Energiezweig des NaI(Tl) Detektors mittels eines stabilisierten Lichtpulsers.

Ein Blockschaltbild des Elektroniksystems (Gruppen i und ii) und der Datenerfassung ist in Figur 2.9 gezeigt, während die Verstärkungsstabilisierung (Gruppe iii) in Figur 2.10 dargestellt ist. Die Anforderungen an das System resultieren aus den bei Messungen des Strahlungseinfangs unvermeidlich hohen zu verarbeitenden Zählraten in allen Detektoren, bis zu mehreren 10^5 s^{-1} (oberhalb 1 MeV) im NaI(Tl) Detektor und bis zu mehreren 10^6 s^{-1} (oberhalb etwa 10 keV) im Plastiksintillator. Der Anteil der tatsächlich aufzunehmenden Daten liegt bei einigen 100 s^{-1} , wovon in einem Experiment zum Schwerionenstrahlungseinfang nur etwa einige 10 Ereignisse pro Stunde Einfangereignisse sind.



Figur 2.9: Blockschaltbild des Elektroniksystems und der Datenerfassung. Der Klarheit wegen wurde auf eine Darstellung aller einzelnen Module verzichtet. Die verwendeten Abkürzungen gehen aus dem Text hervor, siehe auch Figur 2.10.

Für den Plastiksintillator werden die Anodensignale der zwei (bzw. drei) Photomultiplier eines jeden Ringsegments (bzw. des Frontstücks) passiv summiert, mittels eines RC-Gliedes differenziert, verstärkt und je einem totzeitfrei arbeitenden Diskriminator (LeCroy 623 B, Leading Edge Trigger, updating) zugeführt. Zur Verstärkung aller Signale dienen schnelle Verstärker (LeCroy VV100 B bzw. 612 A). Die Energieschwelle für jedes der sieben Segmente liegt bei etwa 10 keV, erst die abgeleiteten Zeitnormsignale (Fast NIM) werden verodert (LeCroy 429 A, "Shield" in Figur 2.9). Eine solch niedrige Nachweis-schwelle läßt sich nur mit einem segmentierten Szintillator und getrennter Signalverarbeitung erreichen, sie ist für eine hohe Effizienz des Antikoinzidenz-detektors ausschlaggebend. Minimal ionisierende Teilchen (Höhenstrahlung) deponieren in 10 cm Plastik etwa 20 MeV. Wegen des großen dynamischen Bereichs der Signale gibt es einen weiteren Kreis, in dem geringer verstärkte Signale der sechs Ringsegmente summiert (LeCroy 428 F) und einem weiteren Diskriminator mit einer Schwelle von etwa 2.5 MeV zugeführt werden. Dieser identifiziert einen großen Teil der einfallenden Myonen ("Cosmic" in Figur 2.9). Die reine Untergrundzählrate des Plastiksintillators liegt bei $(1.0 - 1.2) \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, in einem typischen Experiment zwischen $5 \cdot 10^5$ und mehreren 10^6 s^{-1} . Es wurde

Sorge getragen, daß sich bei dieser drastischen Variation keine Veränderungen der Nachweisschwellen und der Antikoinzidenzeffizienz ergeben (vergleiche Abschnitt 3.5). Der größere Teil der Rate stammt vom Frontplastikdetektor, da dieser direkt dem Fluß von Neutronen und niederenergetischer γ -Strahlung vom Target ausgesetzt ist. Durch Nachweis der Compton-rückgestreuten γ -Quanten hat der Frontdetektor wesentlichen Anteil an der Verbesserung des Auflösungsvermögens direkt unterhalb des Zentrums einer γ -Linie.

Die Anodensignale der sieben Photomultiplier des NaI(Tl) Detektors werden passiv summiert und anschließend aktiv (LeCroy 428 F) auf den linearen Zweig zur Energiespektroskopie und den logischen Zweig aufgeteilt. In beiden Kreisen wird mittels passiver "Bridged-T" Filter (RLC-Kreis, [AmsB 69]) eine unterschiedlich starke Verkürzung ("Clipping") der Signale durchgeführt. Das ursprüngliche Signal mit einer Anstiegszeit von 50 ns und einer von der Tl-Lichtemission bestimmten Abklingzeit von 230 ns wird für den linearen Zweig auf eine Gesamtdauer von 400 ns verkürzt ($\gamma = 3.5$), für den logischen Zweig wird die Anstiegszeit auf 30 ns und die Gesamtdauer auf 125 ns verringert ($\gamma = 43$). Dieses Clipping reduziert im linearen Zweig die Wahrscheinlichkeit für Pile-up, ohne die Energieauflösung merklich zu beeinträchtigen; im logischen Zweig ermöglicht es die Erkennung zweier kurz aufeinanderfolgender Impulse unter Erhaltung einer sinnvollen Energieproportionalität. Hier kommen wiederum nur schnelle Verstärker (LeCroy VV 100 B) zum Einsatz. Im logischen Zweig werden die stark verkürzten Signale zur Gewinnung der Zeitinformation vier Constant-fraction Diskriminatoren (CFD, Ortec 934) mit unterschiedlichen Schwellen zugeführt; in Figur 2.9 sind nur zwei (HI und LO) gezeigt. Die High-Schwelle definiert die untere Grenze des interessanten hochenergetischen Bereichs des Spektrums. Oberhalb dieser Schwelle liegende Signale werden im linearen Zweig mittels eines Fast Linear Gate (Tennelec TC 301) selektiert, das für 450 ns vom logischen Zweig geöffnet wird (Diskriminator EG&G T105/N). Anschließend wird ihre Pulsform in einem Hauptverstärker (Canberra 2021, Shaping 0.25 μ s) der Energiespektroskopie mit einem Analog-Digital-Converter (ADC) angepaßt.

Im logischen Zweig werden Signale oberhalb der High-Schwelle allen notwendigen Entscheidungen unterworfen. Da alle Entscheidungen im Prinzip auf Antikoinzidenzen basieren, wären hier auftretende Totzeiten paralysierend.

Sie werden mit Hilfe schneller, totzeitfrei arbeitender Diskriminatoren und Koinzidenzstufen (LeCroy 821 und 622) getroffen. Antikoinzidenz bzw. Koinzidenz zwischen Signalen der NaI(Tl) und Plastikdetektoren führen zur Aufteilung des Spektrums in einen elektronisch akzeptierten (Accepted, "Acc") und einen verworfenen (Rejected, "Rej") Anteil. Das Koinzidenzzeitfenster ist auf eine Breite von 45 ns eingestellt, bedingt durch die Lichtsammelungszeit in den großen Szintillatoren und vor allem durch den großen dynamischen Bereich des Plastiksintillators; die Zeitauflösung (FWHM) liegt bei 8 - 9 ns. Ein (nicht eingezeichneter) Time-Amplitude Converter (TAC) erlaubt die Kontrolle von Zeitverhalten und -fenster. Die zweite hohe Schwelle für den Antikoinzidenz-detektor ("Cosmic") wird benutzt, um das Reject Spektrum vom überwiegenden Teil der Höhenstrahlungseignisse zu befreien und somit ein Spektrum jener γ -Quanten zu gewinnen ("Rej · Cos"), für die ein Teil der Energie aus dem NaI Detektor entwichen ist und im Plastik nachgewiesen wurde.

Der schon bei moderaten Zählraten von einigen 10^3 s^{-1} unvermeidliche Pile-up zweier oder mehrerer Signale führt zu einer Verfälschung des Energiespektrums des NaI(Tl) Detektors. Je nach Größe der beteiligten Signale unterscheidet man drei Arten von Pile-up [BlaM 68]. Low-low Pile-up, d. h. Summation von Impulsen, die alle unterhalb der High-Schwelle liegen, zu einem scheinbar oberhalb liegenden Puls, wird allein durch das starke Clipping der Anodensignale vor dem HI-CFD reduziert. Der eigentliche Pile-up Rejector identifiziert Low-high Pile-up, d. h. Verfälschung eines interessierenden Ereignisses oberhalb der High-Schwelle durch Addition von zwischen den Low- und High-Schwellen liegenden Pulsen. Tritt innerhalb von jeweils 500 ns vor oder / und nach einem akzeptierten, d. h. vom Plastiksintillator nicht verworfenen, High-Impuls ein beliebiger Impuls zwischen Low- und High-Schwelle auf, so wird dieser High-Impuls als durch Pile-up verfälscht verworfen. Die bei 250 keV liegende Low-Schwelle entspricht etwa der halben Breite einer Linie bei $E_\gamma = 20 \text{ MeV}$, die Inspektionszeit von $1 \mu\text{s}$ ergibt sich aus der Zeitdauer der Anodensignale im linearen Zweig. Bei einer minimalen Zeitauflösung von etwa 100 ns betrug die Effizienz dieser Art der Pile-up Erkennung etwa 40%. Low-high Pile-up wird elektronisch aus dem Accepted Spektrum eliminiert ("Acc - PU" in Figur 2.9). High-high Pile-up tritt ein, wenn zwei interessante Ereignisse oberhalb der High-Schwelle innerhalb einer Inspektionszeit von $10 \mu\text{s}$ aufeinanderfolgen (Diskriminator LeCroy 222). Diese Zeit ergibt sich zum

einen aus der Länge der Hauptverstärkersignale, zum anderen entspricht sie der fünffachen Lebensdauer des Myons, da Zerfall von im Detektor gestoppten Myonen einen wesentlichen Untergrundbeitrag liefert (vergleiche Abschnitt 3.7).

Die weiteren zwei Constant-fraction Diskriminatoren für den NaI(Tl) Detektor sind in Figur 2.9 nicht gezeigt. Eine zweite hochenergetische Schwelle oberhalb der High-Schwelle erfüllt nützliche Kontroll- und Optimierungszwecke. Im vierten CFD ist die Schwelle auf 1 MeV gesetzt. Die Zählrate der Ereignisse zwischen dieser und der High-Schwelle wird um einen zwischen $1 \div 1$ bis $1 \div 10^6$ wählbaren Faktor (meist $1 \div 1000$, Dividierer EG&G ESN RD-2000) untersetzt. Diese Signale niedriger Rate öffnen ebenfalls das Fast Linear Gate und ermöglichen die Aufnahme des Niederenergiespektrums zu Kontrollzwecken. Während eines Teils der Experimente wurde dieses Spektrum mit den Signalen des Plastiksintillators inhibiert, stellte also ebenfalls ein Accepted Spektrum dar.

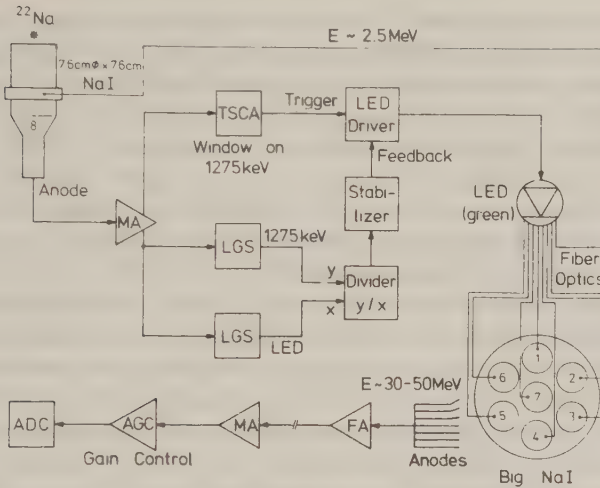
Die Auslesung des NaI(Tl) Detektors durch Photomultiplier wirft für Energiekalibrierung und -stabilisierung erhebliche Probleme auf. Bei isolierten Linien mit großen Wirkungsquerschnitten gibt es bei der Identifizierung kaum Zweifel. Schwieriger ist der Beweis anzutreten, daß »man auch die richtigen Gammas gesehen« und analysiert habe, wenn es um nah beieinanderliegende Linien mit extrem kleinen Wirkungsquerschnitten geht, also bei Schwerioneneinfangreaktionen speziell in Kernen der sd-Schale. Photomultiplier zeigen über einen großen dynamischen Bereich hinweg häufig Nichtlinearitäten durch Sättigungseffekte; NaI(Tl) Detektoren gelangen durch ihre hohe Lichtausbeute oft in diesen Bereich. Der Effekt wird noch verstärkt durch Nichtlinearitäten des Elektroniksystems. Aufgrund der kurzen Abklingzeit des Lichtes und der Verkürzung der Energiesignale auf etwa 400 ns Gesamtdauer kommt der Anpassung des Hauptverstärkers mehr als die übliche Bedeutung zu. Die Energiekalibrierung des Spektrums bis zu etwa 10 MeV ist weitgehend linear, oberhalb hiervon setzt ein deutlicher quadratischer Trend ein.

Das größte Problem ist die extreme Empfindlichkeit der Verstärkung von Photomultipliern gegenüber Zählrateneffekten, und zwar sowohl Schwankungen als auch allgemein hoher Rate gegenüber. Die Bestimmung von Energiekalibrierung, Linienform und Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers für

hochenergetische γ -Quanten wird mit Protoneneinfangreaktionen durchgeführt (z. B. $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ bei $E_p = 3 - 8 \text{ MeV}$). Bei Schwerionenreaktionen ist die Form des Niederenergiespektrums hoher Zählrate aus Gamma- und Neutronenergebnissen gänzlich unterschiedlich, selbst bei gleichen Zählraten im Detektor kann der mittlere Anodenstrom in den Photomultipliern erhöht sein. Verstärkungsänderungen zwischen den Kalibrierungsläufen und den eigentlichen Messungen sind unvermeidlich. Beim Schwerionenstrahlungseinfang kommt wegen der notwendigen langen Meßzeiten zwischen 4 und 24 Stunden pro Spektrum eine unter Umständen starke Verschmierung der Linienform hinzu. Die Beseitigung dieser Effekte, welche die Spektrenauswertung erschweren, fehlerhaft oder gar unmöglich machen können, erfordert großen Aufwand zur Stabilisierung der Verstärkung des NaI Detektors. In der Vergangenheit sind eine Reihe solcher Systeme entwickelt worden; das in Bochum implementierte arbeitet in mehreren Stufen auf unterschiedlichen Zeitskalen, es folgt in weiten Zügen der in Brookhaven bewährten Vorgehensweise [SanC 84].

Die sieben kleinen Photomultiplier (RCA 4900) am NaI(Tl) Detektor bieten bereits eine gewisse inhärente Verstärkungsstabilität. Bei Erhöhung der Zählrate und damit des Elektronenflusses in der Röhre sowie des mittleren Anodenstroms tritt eine solche Verschiebung der Potentiale an den einzelnen Dynoden auf, daß sich die Gesamtverstärkung erhöht. Bei den bereits erwähnten Spannungsteilern des NaI wird der zur Kompensation der Potentialabsenkung speziell an den letzten Dynoden notwendige Strom nicht der Hochspannungsquelle für die Spannungsteilerkette entnommen, sondern über Transistoren an den letzten vier der zehn Dynoden einer weiteren "Boost"-Versorgung. Die aktiven Elemente reagieren schnell ($\leq 1 \mu\text{s}$) und gleichen so den Einfluß schneller Strahlstromfluktuationen aus. Unvermeidliche Temperaturabhängigkeiten dieser Transistoren können reduziert, aber nicht eliminiert werden.

Mittel- bis langfristige Drifts der Verstärkung von Sekunden bis zu mehreren Tagen oder einer Woche werden durch ein Lichtpulsersystem kompensiert. Wir haben während langer Meßzeiten stets eine langsame Abnahme der Gesamtverstärkung der NaI Photomultiplier beobachtet. Hierfür dürften eine Erhöhung der Austrittsarbeit der Dynodenoberflächen durch Dissoziation der Oberflächenmoleküle unter dem beständigen Elektronenbeschuß und der Einfluß des Restgases in der Röhre verantwortlich zu machen sein. Figur 2.10



Figur 2.10: Schaltbild des Stabilisierungssystems mit Referenzdetektor, LED-Schaltkreis und Verstärkungsstabilisierung des großen NaI(Tl) Detektors (nach [SanC 84]). Verwendete Abkürzungen: MA = Main Amplifier, FA = Fast Amplifier, TSCA = Timing Single Channel Analyzer, LGS = Linear Gate and Stretchler, AGC = Automatic Gain Control Amplifier, ADC = Analog-to-Digital Converter.

zeigt die für das Lichtpulsersystem verwendete Elektronik. Das Licht einer grünen LED (Siemens CQV 55 K) wird über sieben Glasfaserkabel (Dupont Crofon, Faserdurchmesser 1.0 mm) in die Quarzfenster vor den Photomultipliern des großen NaI(Tl) Detektors geführt; die Austrittsöffnungen der Fasern sind direkt auf die Kathodenflächen gerichtet. Die Pulsform der Lichtblitze der LED ist mittels eines in der Institutswerkstatt entwickelten Treibers sehr gut an diejenige der Szintillationsimpulse angepaßt. Damit ergibt sich eine sehr scharfe Referenzlinie (FWHM $< 1\%$) im Energiespektrum des NaI Detektors. Die Lichtmenge eines Impulses entspricht einer γ -Energie bis zu 50 MeV. Als letztes Glied im linearen Zweig des Elektroniksystems sorgt ein Gain Control Amplifier (AGC, Harshaw NA-22) für die Konstanz der absoluten Position der Referenzlinie im Spektrum (vergleiche auch Figur 2.9). Somit wird die Gesamtverstärkung aller sieben Röhren gemeinsam konstant gehalten. Damit die Stabilisierung des Spektrums des großen Kristalls ein Niveau von 0.1–0.5%

erreicht, d. h. bis zu einem Fünftel des Auflösungsvermögens, muß die Lichtintensität der LED selbst wiederum stabilisiert werden. Dazu wird ihr Licht über ein achtes Glasfaserkabel zu einem $7.6 \text{ cm} \times 7.6 \text{ cm}$ "kleinen" NaI(Tl) Referenzdetektor geführt, der abgeschirmt von der Umgebung eine ^{22}Na -Quelle beobachtet. Ereignisse innerhalb eines Fensters um die 1275 keV γ -Linie lösen nach einer Verzögerungszeit von $4 \mu\text{s}$ einen Lichtblitz der LED aus (Trigger). Die Zählrate ist auf etwa 100 s^{-1} eingestellt, eine Totzeit des LED-Treibers von 3 ms verhindert vorzeitige Neutriggerung. Die Amplituden der mit demselben Photomultiplier nachgewiesenen Impulse in der Quellenlinie und der LED-Linie werden elektronisch dividiert (Ortec 464, "1275 keV/LED"), ein Stabilisator (Williams & Harris W&H 201) hält über ein Korrektursignal ("Feedback") an den LED-Treiber die Lichtintensität der LED konstant, so daß die Amplitude des dividierten Signals im zeitlichen Mittel gleich bleibt. Das dividierte Signal ist unabhängig von Verstärkungsänderungen des Photomultipliers am Referenzdetektor (nicht aber von eventuellen DC-Offsets!). Dieses Schema ist der meist benutzten Kombination der LED mit einer PIN-Diode zur Lichtmessung überlegen, da Temperatureffekte herausfallen. Zusätzlicher Vorteil des gewählten Schemas ist, daß mit der LED ein Pulsgenerator vorliegt, der zeitlich statistisch verteilte Signale liefert.

Die Datenerfassung für das "Big NaI" Spektrometer erfolgte mit dem PDP11/44 On-line Rechner des DTL (vergleiche Figur 2.9). Die Konversionen der zwei ADC's (Energiesignal des NaI Detektors sowie eventuell auch das TAC-Signal) und einer CAMAC Pattern Unit für jedes Ereignis werden im List-mode auf Magnetband gespeichert. Die Bit Pattern Unit dient zur Markierung aller Typen von Ereignissen (insgesamt 9, Accept, Reject, Pile-up, $E_{\gamma} > 1 \text{ MeV}$, LED etc.). Das Datenerfassungsprogramm BOLDA [PauF 86] wurde zu diesem Zweck so erweitert, daß on-line der Aufbau mehrerer Spektren eines ADC und die zweidimensionale Darstellung koinzidenter Konversionen zweier ADC's unter Berücksichtigung von logischen Bedingungen aus der Pattern Unit möglich sind. Die Auswertung der Daten erfolgte off-line mit dem Programm PAX [KroS 81] auf dem VAX 11/750 Computer des DTL. Bei der Projektion der Spektren werden die elektronisch gebildeten logischen Bedingungen softwaremäßig verschärft, um einen noch vorhandenen geringen Anteil "unsinniger" Ereignisse herauszufiltern. Insgesamt werden 11 Spektren des NaI(Tl) Detektors aufgebaut, darunter diejenigen der endgültig akzeptierten Ereignisse (Accept)

ohne Pile-up und ohne LED, zwei Spektren für Low-high und High-high Pile-up, Spektren der vom Plastiksintillator verworfenen Ereignisse (Reject) mit und ohne die Myonenkomponente, das totale γ -Spektrum (Summe von Accept und Reject) sowie das Niederenergiespektrum. Die LED-Linie kann auf besser als $1 \cdot 10^6$ aus dem Spektrum entfernt werden.

Die Ermittlung quantitativer Daten erfordert eine Korrektur aller Effekte physikalischer und elektronischer Totzeiten. Bei Experimenten zum Strahlungseinfang schwerer Ionen sind die auftretenden, zum Teil sehr hohen Zählraten stark abhängig von der Einschußenergie. Demzufolge ändert sich die Antikoinzidenz-"Effizienz" des Plastiksintillators durch zufällige Koinzidenzen oft stark, es tritt fälschliches Verwerfen gültiger Ereignisse ein. Weiterhin wird der Anteil der durch Pile-up verfälschten Ereignisse durch die Bedingungen der Messung beeinflusst. Die Totzeit des Datenerfassungssystems stellt demgegenüber einen meist geringen Beitrag dar. Alle Totzeiteffekte werden mit Hilfe eines elektronischen Pulsgenerators korrigiert, der vom Stromintegrator periodisch getriggert und dessen Signale aktiv (LeCroy 428 F) dem Anodensignal des NaI Detektors beigemischt werden. Ebenso wird die Linie der LED benutzt, die zeitlich statistisch verteilte Impulse liefert. Voraussetzung ist, daß die Pulsform beider gut auf die tatsächliche Form der Szintillationssignale abgestimmt ist. Es wurde Sorge getragen, daß die korrekte Bestimmung der Totzeiten für jeden Ereignistyp stets möglich ist, unabhängig von den Reaktions-, Strahl- und Zählratenbedingungen sowie der Wahl der Pulseramplituden und -zählraten (vergleiche Abschnitt 3.5).

Alle Gegebenheiten des Experiments werden von einem Alarmsystem (Spannungskomparatoren) elektronisch überwacht. Dies sind die Monitorspannungen aller aktiven Photomultiplier-Spannungsteiler (proportional zum Potential an der letzten Dynode), die Zählraten aller Detektoren, die zwei Kreise der Verstärkungsstabilisierung, der Strahlstrom, die den Magnetfeldern des Strahlscanners proportionalen, gleichgerichteten Hall-Spannungen, das Vakuum in der Targetkammer. Bei Abweichungen von den Sollwerten werden die entsprechenden Maßnahmen automatisch getroffen, nämlich Unterbrechung der Datenaufnahme, eventuell Schließen des Faraday-Cups des Beschleunigers sowie Warnung des Experimentators.

3. Eigenschaften des "Big NaI" Spektrometers

Die Nachweiseigenschaften des Bochumer "Big NaI" Spektrometers wurden einer systematischen Untersuchung unterzogen. Für eine genaue Analyse der komplizierten Linienform wurde das Fitprogramm SHF (**S**hape **F**it) entwickelt. Die von monochromatischen γ -Quanten hervorgerufene Linienform wird durch einen analytischen Ausdruck angepaßt, dessen Parameter als Funktion der γ -Energie ($E_\gamma \approx 5 - 25$ MeV) ermittelt werden. Diese Analyse ermöglicht nicht nur die Auswertung der komplexen Spektren des Strahlungseinfangs schwerer Ionen, sondern auch ein tiefergehendes Verständnis der Nachweiseigenschaften sowie der Limitierungen des Auflösungsvermögens großer NaI(Tl) Spektrometer.

Ein Teil der Eigenschaften hängt von der Detektoranordnung oder der Einstellung der Elektronik ab. Diese wurden nach einer ersten Testphase verändert, indem der $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Neutronenabsorber zwischen den NaI und Plastikdetektoren eingebaut und das Elektroniksystem neu abgeglichen wurde. Vorher gewonnene Daten werden nur in Abschnitt 3.1 und in Figur 3.16 (Abschnitt 3.5) gezeigt. In den Abschnitten 3.2 bis 3.7 sowie in den Kapiteln 4, 5 und 6 werden mit dem vollständigen Spektrometer aufgenommene Daten vorgestellt. Dies gilt insbesondere für die Linienformanalyse und die Experimente am System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$. Auflösungsvermögen und Linienform hängen aufgrund der nicht vollständigen Effizienz des Plastiksintillators von der Kollimierung des γ -Strahls ab. In der Testphase (Abschnitt 3.1) wurden die Daten mit einem Bleikollimator aufgenommen, durch den die volle Rückfläche des NaI(Tl) Kristalls ausgeleuchtet wurde. In allen späteren Messungen wurde der volle Kristalldurchmesser in nur 20 cm Kristalltiefe ausgeleuchtet, einerseits zwecks Erhöhung des Raumwinkels, andererseits um innerhalb des Kernschattens des Kollimators auch noch diejenigen γ -Quanten zu erfassen, die von den Rändern des auf $9 \times 9 \text{ mm}^2$ vergrößerten Strahlflecks ausgehen. In einer Monte Carlo-Simulation und im Experiment wurde überprüft, daß weder die Aufweitung des Strahlflecks mittels des Strahlscanners noch eventuelle Verschiebungen des Flecks (stets weniger als 2 mm) einen Zählratenverlust bewirkten.

Tabelle 3.1 gibt eine Übersicht über die in den verschiedenen Strahlzeiten zur Untersuchung der Spektrometereigenschaften verwendeten protoneninduzierten Kernreaktionen und die zugehörigen Referenzen.

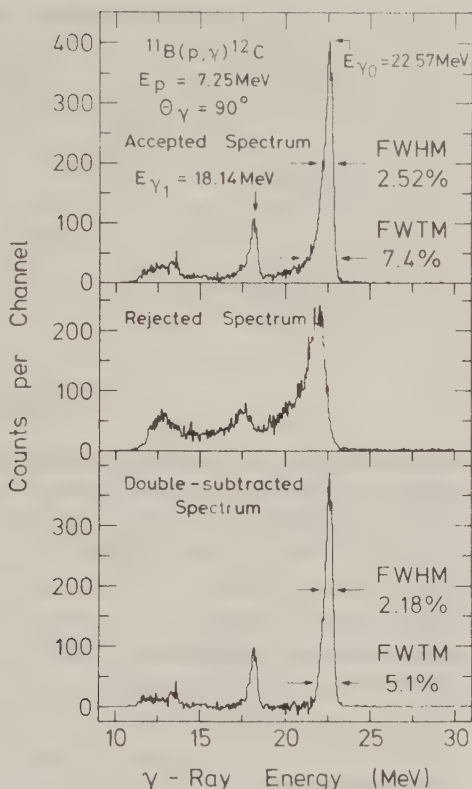
Tabelle 3.1: Daten der protoneninduzierten Kernreaktionen, die zur Analyse der Linienform und der Efficiency des Spektrometers verwendet wurden. Die Reaktionen $^3\text{H}(p,\gamma)$ bei $E_p = 7.25$ MeV und $^{11}\text{B}(p,\gamma)$ bei 3.40 MeV wurden nur in einer späteren Strahlzeit vermessen, die entsprechenden Ergebnisse sind deshalb nicht in den Systematiken der Abschnitte 3.2 und 3.3 enthalten.

Reaktion	E_p MeV	Linien	Referenz- datum	Referenzen
$^3\text{H}(p,\gamma)^4\text{He}$	0.98, 7.25	γ_0		
$^7\text{Li}(p,\gamma)^8\text{Be}$	8.00	γ_0		
$^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$	3.40	γ_0, γ_1	$d\sigma/d\Omega$ (90°)	[WriR 82]
	5.011 - 8.00	γ_0, γ_1	$d\sigma/d\Omega$ (90°)	[ColM 82]
$^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$	0.527 - 3.41	$\gamma_0, \gamma_1, \gamma_1 \rightarrow 0$	Siehe Tabelle 4.1	
$^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$	0.872	$\gamma_2 \rightarrow 0, \gamma_3 \rightarrow 0$	$\omega\gamma$	[BecK 82]
$^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$	1.318	γ_1		
$^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$	0.992	γ_1	$\omega\gamma, W(\Theta)$	[KeiA 76], [AntK 77], [PalS 79]

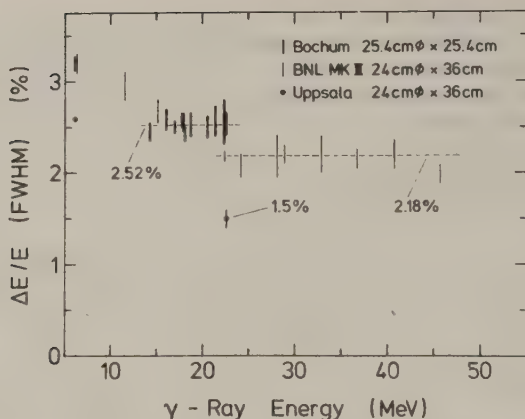
3.1 Auflösungsvermögen

Ein repräsentatives Spektrum der $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ Reaktion, aufgenommen im Maximum der auf dem Grundzustand von ^{12}C aufgebauten Dipolresonanz, ist in Figur 3.1 gezeigt. Das im elektronisch akzeptierten (Accepted) Spektrum erzielte Auflösungsvermögen für die γ_0 -Linie bei $E_\gamma = 22.57$ MeV beträgt 2.52 % FWHM (Halbwertsbreite) und 7.4 % FWTM (Zehntelwertsbreite). Diese Werte erreichen fast die Qualität des Brookhaven Mk III Detektors, 2.2 % bzw. 6.4 % [SanC 84]. Es wird eine Verbesserung der Halbwertsbreite um etwa ein Drittel der mit älteren Spektrometern erzielten Werte erreicht, vor allem aber eine drastische Reduktion des störenden niederenergetischen Ausläufers der γ -Linien. Dies wird erzielt durch die sorgfältige Abstimmung *aller* Faktoren bei Anfertigung und Aufbau beider Detektoren sowie des Elektroniksystems. Figur 3.2 vergleicht die in der ersten Testphase erzielten Werte für das Auflösungsvermögen des Bochumer Spektrometers mit denen des Brookhaven Mk III Detektors sowie des neueren Uppsala-Detektors [Nil 84]. Auf mögliche Ursachen für die erkennbaren Qualitätsunterschiede wird in Abschnitt 3.2 näher eingegangen.

Figur 3.1: Spektrum der $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ Reaktion mit den Accept und Reject Spektren, darunter das künstliche Double-subtracted Spektrum. Die erzielte Auflösung ist repräsentativ für die Daten der ersten Teststrahlzeit.



Aus historischen Gründen enthält Figur 3.1 auch das "Double-subtracted" Spektrum. Für diese "kosmetische" Operation wird ein Bruchteil des Reject Spektrums nochmals vom Accept Spektrum abgezogen, um die nicht vollständige Effizienz des Plastiksintillators rechnerisch zu kompensieren. Der zu subtrahierende Bruchteil von 29% wurde (nach Korrektur auf Höhenstrahlungsuntergrund) so gewählt, daß das Differenzspektrum zwischen den γ_0 und γ_1 -Linien im Mittel zu Null wird. Der hier zu wählende Bruchteil ist ebenso groß wie für den Mk III Detektor und wesentlich kleiner als bei älteren Spektrometern, wo er bis zu 100% betrug. Dieses Verfahren sollte ursprünglich



Figur 3.2: Auflösungsvermögen (FWHM) für hochenergetische γ -Quanten im Vergleich dreier NaI(Tl) Spektrometer der dritten Generation. Die Bochumer Daten wurden noch ohne den $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Neutronenabsorber ermittelt, der γ -Strahl leuchtete bei dieser Messung die volle Rückfläche des NaI Kristalls aus.

[Suff 68] das Auflösungsvermögen des Full-energy Peaks allein demonstrieren. Die verbleibende Asymmetrie der Peaks in Figur 3.1 zeigt jedoch, daß dies nicht der Fall ist. Der Plastiksintillator ist für 511 keV γ -Quanten aus der Paarvernichtung weniger effizient als für niederenergetische Bremsstrahlungsquanten. Hier soll nur eine ungefähre Angabe der Gesamteffizienz des Plastiksintillators abgeleitet werden; sie ist kleiner als etwa 75%.

3.2 Analyse der Linienform

Spektren hochenergetischer γ -Quanten aus dem Strahlungseinfang speziell in Kerne der sd-Schale mit Linienabständen bis hinab zu wenigen hundert keV – dies entspricht der (halben) Detektorauflösung – können nur bei genauer Kenntnis der Linienform des Detektors ausgewertet werden, will man sich nicht auf die (in gg-Kernen meist zwei) höchstenergetischen Linien beschränken. In der Vergangenheit gab es eine Reihe unterschiedlicher Annäherungen an eine Linienformanalyse auf verschiedenen Stufen des Pragmatismus. Erstes (und

oft einziges) Ziel ist hier die Extraktion von Flächeninhalten der Linien im Spektrum. Wir haben uns jedoch entschlossen, eine weitgehend physikalisch motivierte Linienform zu entwickeln, die zum einen eine konsistente Auswertung auch vergleichsweise komplexer Spektren ermöglicht, zum anderen aber Einblick in die Nachweiseigenschaften eines großen NaI(Tl) Spektrometers und ihre Limitierungen gewährt. Die Notwendigkeit einer sorgfältigen Linienformanalyse ergibt sich auch daraus, daß für die Messungen zum Strahlungseinfang im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ eine Extrapolation in den Bereich $E_\gamma \lesssim 30 \text{ MeV}$ erforderlich ist, während in den zur Kalibrierung benutzten Kernreaktionen am Bochumer Beschleuniger nur γ -Quanten bis zu $E_\gamma \approx 25 \text{ MeV}$ erzeugt werden können.

3.2.1 Die Linienform und ihre Parameter

Die komplizierte Form der Response Funktion – darunter verstehen wir im folgenden stets die Linienform mit zugehöriger Efficiency im endgültig akzeptierten Spektrum (d. h. Accept Spektrum, bereinigt von Pile-up) für monochromatische γ -Quanten – wird schon in den Figuren 2.2 und 3.1 deutlich. Der Peak bei der primären γ -Energie ist zur Niederenergieseite hin asymmetrisch; bislang unvermeidlich ist ein niederenergetischer Ausläufer ("Tail") bis hinab zur Energieabgabe Null. Es gibt grundsätzlich zwei Möglichkeiten, die Response Funktion in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden γ -Strahlung zu bestimmen, das Experiment und die Computer-Simulation.

Hier wurde die experimentelle Methode gewählt, die Response Funktion wurde durch Bestrahlung des Spektrometers mit (quasi-) monochromatischen γ -Quanten im Bereich $E_\gamma = 5 - 25 \text{ MeV}$ aus verschiedenen protoneninduzierten Kernreaktionen und bei verschiedenen Einschußenergien ermittelt, vergleiche dazu Tabelle 3.1. Zu bemerken ist, daß für die zur Linienformanalyse herangezogenen Linien die natürliche Breite und die aus Energieverlust sowie Energieverlust-Stragglings des Strahls im Target resultierende Verbreiterung stets um 1 bis 2 Größenordnungen kleiner als die Detektorauflösung waren. Die Problematik dieser Methode ist, daß es keine Kernreaktion gibt, die die Beobachtung einer γ -Linie bis hinab zur Energie Null gestatten würde. In der Reaktion $^3\text{H}(p,\gamma)^4\text{He}$ gelang die Verfolgung einzelner monochromatischer Linien bis hinab zu 7.5 und 9.5 MeV unterhalb ihres Zentrums, d. h. bis zu 60% der

γ -Energie (siehe Figuren 3.3 und 3.4). Die meist benutzte $^{11}\text{B}(\text{p},\gamma)^{12}\text{C}$ Reaktion (siehe Figur 3.3) produziert zwei Linien im Abstand von nur 4.44 MeV voneinander, d. h. die γ_0 -Linie kann direkt nur bis zu 3.5 MeV unterhalb ihres Zentrums verfolgt werden, zusammen mit der γ_1 -Linie bis zu 7.0 MeV. Ein solches Spektrum mit mehreren relativ weit voneinander entfernten Linien bezeichnen wir hier als quasimonochromatisch. Bei niedrigen Energien im Ausläufer einer Linie wird die experimentelle Beobachtung fast immer durch die Anwesenheit von Untergrund (diskrete Linien oder neutroneninduziertes Kontinuum) begrenzt. Mit der Messung guter $^3\text{H}(\text{p},\gamma)^4\text{He}$ Spektren konnte für die Zwecke dieser Arbeit auf Koinzidenzexperimente (z. B. $^{10}\text{B}(^3\text{He},\text{p}\gamma_{15.11})^{12}\text{C}$, [AdeM 77]) verzichtet werden. Die elegante Methode, die Response Funktion mit Hilfe markierter Photonen ("Tagged photons") zu vermessen, hätte den Transport des kompletten Spektrometers mit abgeglichenem Elektroniksystem zu einem geeigneten Elektronenbeschleuniger (z. B. Mainz) erfordert.

In der Computer-Simulation wird der elektromagnetische Schauer in seiner Geometrie und Energieverteilung mit Hilfe der Monte Carlo-Methode modelliert (z. B. Programm EGS, Electron Gamma Shower Code System, siehe [ForN 78], [NelH 85]). Da alle elektromagnetischen Prozesse hinlänglich genau bekannt sind, besteht kein prinzipielles Problem; in der Praxis jedoch führt die Berücksichtigung aller nachweisenden oder absorbierenden Materialien des Spektrometers zu immensem Rechenaufwand, dessen Sinn durch die verwendeten Approximationen begrenzt wird. Eine Computer-Simulation sollte also stets durch das Experiment ergänzt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf eine Monte Carlo-Simulation verzichtet; umso mehr Sorgfalt wurde den Experimenten zur Ermittlung der Response Funktion gewidmet.

Die ermittelte Response Funktion kann auf zwei Weisen zur Spektralanalyse angewandt werden, numerisch oder analytisch. Bei der erstgenannten Methode werden auf sinnvolle Weise geglättete, gemessene Linienprofile in diskretisierter Form direkt benutzt, dabei muß zwischen den für verschiedene γ -Energien vorliegenden Profilen geeignet interpoliert werden [Dow 83]. Alternativ zur numerischen Diskretisierung kann eine Approximation durch Spline-Funktionen erfolgen, was das Problem der Interpolation bestehen läßt [Fel 87]. Bei der analytischen Methode wird die Linienform durch eine geschlossene Funktion mit geeigneten, von der Energie abhängenden Parametern angenähert.

Analytische Ansätze wurden bislang in verschiedenen Labors gewählt (z.B. Stanford, Stony Brook, Seattle, TUNL, Brookhaven). Unserer Kenntnis nach sind nachvollziehbare Details jedoch nur für die in Brookhaven gefundene Linienform publiziert worden ([ColM 82], [SanC 84]). Diese Informationskargheit steht in krassem Gegensatz zur Fülle der Literatur zu Halbleiter-Gamma- und Röntgendetektoren (vergleiche [HelL 80] und dort enthaltene Referenzen).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein analytischer Ansatz für die von monochromatischer γ -Strahlung erzeugte Linienform im Accept Spektrum entwickelt, dessen Parameter als Funktion der Energie der einfallenden γ -Quanten durch Fits bestimmt wurden. Wesentliches Kriterium war neben der möglichst physikalischen Begründung des gewählten Ausdrucks die Konsistenz des deduzierten Parametersatzes über einen großen Energiebereich ($E_\gamma = 5 - 25$ MeV) hinweg. Die Linienform ist durch die Summe dreier Einzelkomponenten gegeben, den Full-energy Peak, den verbleibenden (d. h. vom Plastiksintillator nicht vollständig verworfenen) One-escape Peak sowie den restlichen Linienausläufer bis hinab zur Energie Null im Spektrum. Ein restlicher Double-escape Peak tritt nicht auf, er ist ohnehin in den bei un kollimierter Bestrahlung des großen NaI(Tl) Kristalls gewonnenen Einzelspektren (Figur 2.4) nur andeutungsweise zu erkennen. Für den idealen Detektor unendlich hohen Auflösungsvermögens sind Full-energy und One-escape Peaks δ -funktionsartige Spitzen endlicher Höhe. Für den realen Detektor sind diese mit einer Auflösungsfunktion zu falten. Aufgrund der zugrundeliegenden Prozesse ist die Auflösungsfunktion symmetrisch (siehe z. B. [MülM 67]). Die statistischen Fluktuationen bei der Lichtproduktion und -sammlung im Kristall sowie bei der Konversion in Photoelektronen an den Kathoden der Photomultiplier sind bestimmend; es tritt eine elektronisch bedingte Rauschbreite hinzu. Durch die Zwischenschaltung des Aktivators Thallium im NaI(Tl) Kristall wird Isotropie der Emission sichtbaren Lichts bewirkt, also Unabhängigkeit von der Richtung des einfallenden γ -Quants. Die Verstärkungen der Photomultiplier wurden aufeinander abgestimmt; durch das Elektroniksystem entsteht keine Asymmetrie. Die Symmetrie der Auflösungsfunktion ist an den Linien der LED und des elektronischen Pulsers zu beobachten. Wir haben daher eine gaußförmige Auflösungsfunktion gewählt. Die Standardabweichungen für Full-energy und One-escape Peaks wurden als gleich angenommen, was im Mittel- und Hochenergiebereich eine gute Approximation ist.

Es ist unmöglich, einen analytischen Ausdruck für den restlichen Ausläufer einer Linie bis hinab zur Energie Null zu begründen. Hier gehen alle an seinem Zustandekommen beteiligten physikalischen Prozesse in komplexer Weise über ihre Energieabhängigkeiten und Winkelverteilungen ein, dazu kommt die energieabhängige Effizienz des Plastiksintillators. Überwiegende Quelle des Tails ist das Entweichen von sekundärer Bremsstrahlung und Leptonen aus dem NaI(Tl) Kristall nach Paarerzeugungsprozessen, zu einem geringeren Teil nach Compton-Streuung entkommende γ -Quanten. In einfacher Form wird der Tail als abfallende Exponentialfunktion aufgefaßt, die im Fall des idealen Detektors genau an der Position des Full-energy Peaks ansetzt. Die Faltung mit einer gaußförmigen Auflösungsfunktion gleicher Breite wie oben reproduziert die Exponentialfunktion, multipliziert mit der komplementären Gauß'schen Fehlerfunktion. Im Laufe der Untersuchung verschiedener Ansätze für den Linienausläufer stellte sich heraus, daß der rein exponentielle Abfall den vorhandenen Tail unterschätzt. Als beste Fortsetzung des Tails zur Energie Null hin bewährte sich die lineare Extrapolation zur Ausbeute Null bei Energie Null; diese ist intermediär zwischen den Fällen nicht vorhandener und konstanter Extrapolation (vergleiche [Suf 73]).

Damit lautet der vollständige Ausdruck für die von monochromatischen γ -Quanten der Energie E_γ produzierte Linienform im Accept Spektrum des Spektrometers als Funktion der im NaI(Tl) Detektor deponierten Energie E:

$$\begin{aligned}
 f(E) = & \frac{A_0}{\sqrt{2\pi} \sigma} \cdot \left\{ \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E - (E_\gamma + dE)}{\sigma} \right)^2 \right] \right. \\
 & + R_1 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E - (E_\gamma - m_e c^2 + dE)}{\sigma} \right)^2 \right] \left. \right\} \\
 & + A_0 R_2 \cdot \left\{ (1 - A_2) \exp \left[D \left(E - (E_\gamma + dE) \right) \right] + A_2 \frac{E}{E_\gamma + dE} \right\} \\
 & \cdot \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left[\frac{E - (E_\gamma + dE)}{\sqrt{2} \sigma} + \frac{\sigma D G}{\sqrt{2}} \right]
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Die verwendeten acht Parameter pro Linie sind:

dE: Verschiebung der Linienposition gegen die kinematisch vorgegebene (oder erwartete) Energie E_γ

A_0 : Fläche der Gauß-Linie für den Full-energy Peak

σ : Standardabweichung der Gauß-Linien

R_1 : Verhältnis der Fläche des One-escape Peaks zu der des Full-energy Peaks

R_2 : Normierung der Höhe des Tails

D : Steigung der Exponentialfunktion

A_2 : Relativer Anteil des linearen Terms an der Höhe des Tails

G : Faktor zur Verschiebung des Arguments der Fehlerfunktion, das mathematische Ergebnis unter obigen Voraussetzungen ist $G \approx 1$

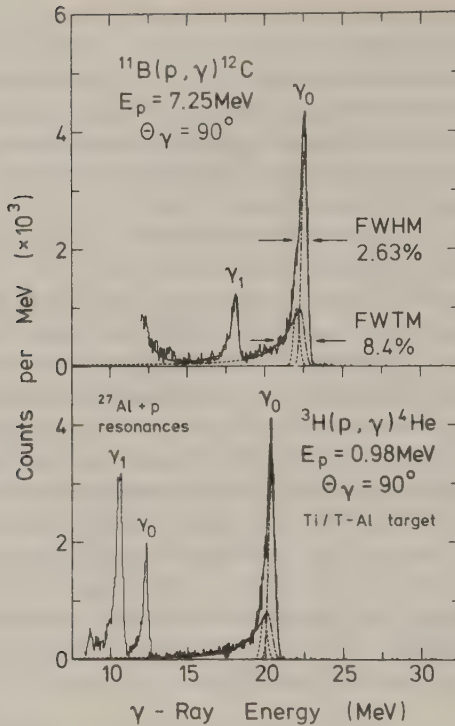
Die Definition der Fehlerfunktion [AbrS 65] ist:

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt, \quad \operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} e^{-t^2} dt$$

Zur Durchführung aller Fitaufgaben wurde das interaktive Line shape Fit Programm SHF entwickelt. Zur Anpassung mehrerer Linien mit bis zu acht (meist nur sieben, G ist fest, s. u.) Parametern pro Linie ist ein sehr effizienter Fitalgorithmus erforderlich; die Standardroutine, Bevington's CURFIT [Bev 69], ist aufgrund ihres Prinzips vollkommen überfordert angesichts der unter Umständen starken Korrelationen zwischen den einzelnen Parametern. In SHF geschieht die Minimierung des Chiquadrats (χ^2) mit Hilfe der Routine FIT von Lang und Müller [LanM 71].¹ Dieses Verfahren führt mit wesentlich schnellerer Konvergenz und vor allem größerer Sicherheit zum globalen Minimum der χ^2 -Hyperfläche. Lokale Minima und Sattelpunkte, die insbesondere bei starker Korrelation der Parameter vorhanden sind, werden nicht als Ergebnis eines Fits angeboten. Für weitere Einzelheiten zum Programm SHF wird auf das Ende dieses Abschnitts verwiesen.

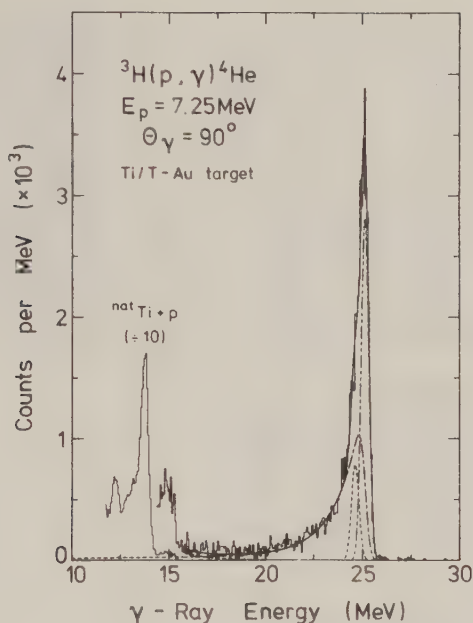
Beispiele für Fits an repräsentative Spektren sind für γ -Energien im Hochenergiebereich ($E_\gamma > 15$ MeV) in den Figuren 3.3 und 3.4 gezeigt, für den Mittelenergiebereich ($E_\gamma \approx 5 - 15$ MeV) in den Figuren 3.5 und 3.6. Die Aufteilung der Linien in ihre jeweils drei Komponenten ist ebenfalls dargestellt. Insgesamt wurden 50 Spektren zur Auffindung der fünf die Linienform bestimmenden Parameter σ, R_1, R_2, D, A_2 und ihrer Energieabhängigkeit analysiert, ein großer Teil davon (z. B. $^{11}\text{B} + p$) mit zwei auszuwertenden Linien. Der Parameter G war ursprünglich zwecks Simulation einer Compton-Kante durch lineare Verschiebung des Arguments der Fehlerfunktion (für $G > 1$) eingeführt worden. Bei den Fits konnte jedoch nur in wenigen Fällen Konvergenz für G

¹ Herrn Dr. K. Bodek (Jagellonische Universität Krakau, Polen) sei für die freundliche Überlassung dieser Routine gedankt.



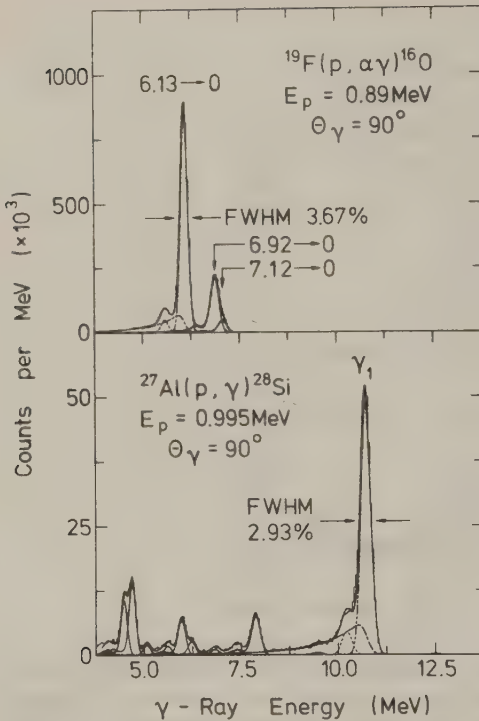
Figur 3.3: Spektren der Reaktionen $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ und $^3\text{H}(p, \gamma)^4\text{He}$ zusammen mit Line shape Fits. Für die hochenergetischen Linien sind zusätzlich ihre Einzelkomponenten gezeigt. Im $^{11}\text{B} + p$ Spektrum (oben) ist ein exponentieller Untergrund hinzugenommen; bei $E_\gamma = 13.7 \text{ MeV}$ ist die aus dem Nachweis zweier Neutronen resultierende Linie zu erkennen, dieser Bereich ist vom Fit ausgenommen. Im $^3\text{H} + p$ Spektrum (unten) rühren die störenden $^{27}\text{Al} + p$ Linien aus der Abbremsung des Strahls im Targetbacking ($0.75 \mu\text{m Al}$) her, es handelt sich um die γ_0 -Resonanz bei $E_p = 774 \text{ keV}$ sowie um Beiträge der γ_1 -Resonanzen bei $E_p = 632, 731 - 774, 923 - 937 \text{ keV}$.

bei großer Streuung der aus verschiedenen Spektren resultierenden Werte erreicht werden. Daher wurde G in allen Linienformanalysen auf den Wert 1.0 fixiert, das entspricht für den idealen Detektor einem bis zum Full-energy



Figur 3.4: Spektrum der ${}^3\text{H}(p, \gamma){}^4\text{He}$ Reaktion bei $E_p = 7.25 \text{ MeV}$. Die Störlinien entstammen der dünnen Ti-Trägerfolie. Zum Fit ist ein exponentieller Untergrund hinzugenommen, der die Störung durch schnelle Neutronen unterhalb $E_\gamma = 17.5 \text{ MeV}$ und eventuell noch vorhandenen Pile-up oberhalb der Ti-Linien beschreibt. In diesem Spektrum gelang die Verfolgung der Linie bei $E_\gamma = 25.15 \text{ MeV}$ bis zu 9.5 MeV unterhalb ihres Zentrums. Wiederum ist die analysierte Linie mit ihren Komponenten gegeben. Dieses Spektrum wurde in einer späteren Strahlzeit gewonnen, daher entsprechen die Linienformparameter nicht der in diesem Abschnitt wiedergegebenen Systematik und sind darin auch nicht enthalten.

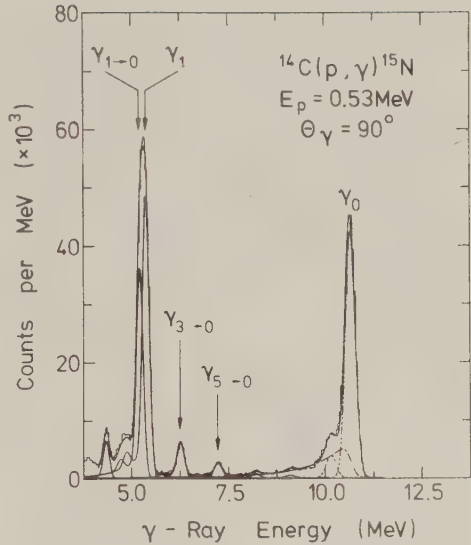
Peak reichenden Tail. Figur 3.3 gibt die in den Experimenten dieser Arbeit am System ${}^{12}\text{C} + {}^{14}\text{C}$ erzielten Auflösungswerte an. Der vergleichsweise große restliche One-escape Peak ist durch die gewählte weite Öffnung des Kollimators bedingt.



Figur 3.5: Spektren von γ -Linien im Mittlerenergiebereich. Zur Festlegung der Linienform wurden nur die 6.13 und 10.76 MeV Linien benutzt, zum Teil (allein für σ) auch die 6.92 MeV Linie. An das $^{27}\text{Al}+p$ Spektrum sind zusätzlich die aus dem Zerfallsschema der Resonanz bekannten Linien mit fester Linienform entsprechend der Systematik angepaßt.

Bevor die Energieabhängigkeit der Parameter vorgestellt wird, sollen anhand von Figur 3.7 verschiedene Ansätze für die Linienform und speziell die Extrapolation des Linienausläufers diskutiert werden. Alle weiteren analytischen Linienformen sind neben der aus Gleichung 3.1 ebenfalls im Programm SHF implementiert. Der im Brookhaven National Laboratory zumeist verwendete Ausdruck ([CoIm 82], [SanC 84]) verzichtet auf den One-escape Peak – obwohl dieser auch für das Mk III Spektrometer zu erkennen ist – und besitzt einen rein exponentiellen Tail, der mittels einer inversen Gauß-Funktion anstelle der Fehlerfunktion direkt am Full-energy Peak zum Verschwinden gebracht wird. Wir haben die Brookhaven-Form in SHF um den One-escape Peak erweitert, sie lautet damit:

Figur 3.6: γ -Spektrum aus der $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ Resonanz bei $E_p = 527 \text{ keV}$. Es wurden die γ_0 -Linie und (mit Einschränkungen) auch die Linien γ_1 und $\gamma_{1 \rightarrow 0}$ zur Linienformanalyse benutzt; die weiteren Linien entsprechen dem Zerfallsschema der Resonanz, sie wurden mit fester Linienform angepaßt.

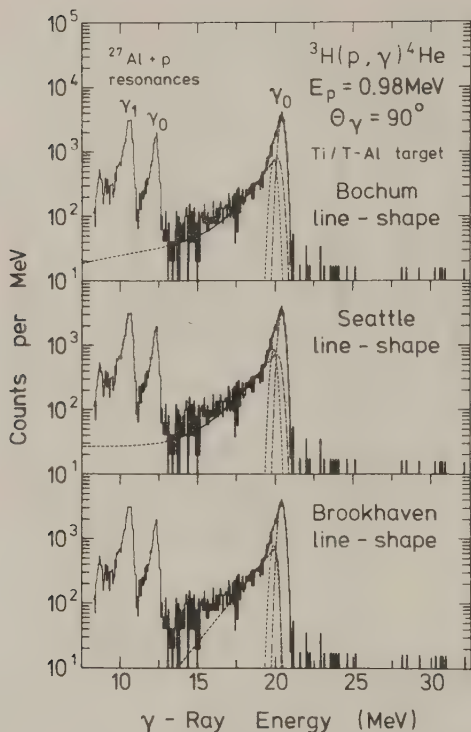


$$f(E) = P(E) + T(E)$$

$$P(E) = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E - (E_\gamma + dE)}{\sigma}\right)^2\right] + R_1 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E - (E_\gamma - m_e c^2 + dE)}{\sigma}\right)^2\right] \right\} \quad (3.2)$$

$$T(E) = \begin{cases} A_0 R_2 \cdot \exp\left[D(E - (E_\gamma + dE))\right] \cdot \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E - (E_\gamma + dE)}{G\sigma}\right)^2\right] \right\} & \text{für } E < E_\gamma + dE \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Aus Figur 3.7 ist ersichtlich, daß dieser Ansatz für das Bochumer Spektrometer eine hochenergetische Linie ab etwa 3.5 MeV unterhalb des Zentrums nicht mehr zu beschreiben vermag. Ferner – und viel schwerwiegender! – konnte keine konsistente Beschreibung der Energieabhängigkeit der Parameter R_1, R_2, D erzielt werden. Es sei bemerkt, daß die in [Put 87], [Dec 87] und



Figur 3.7: Fits an das ${}^3\text{H}(p, \gamma){}^4\text{He}$ Spektrum aus Figur 3.3 unter Verwendung verschiedener analytischer Linienformen. Vergleiche den Text.

[Kri 87] vorgelegten Ergebnisse noch mit dieser vorläufigen Linienform gewonnen wurden, wobei alle Parameter (σ/E_γ , R_1 , R_2 , D , G) der Einfachheit wegen als konstant (d. h. energieunabhängig) angesetzt wurden.

Die in Figur 3.7 als Seattle-Typ bezeichnete Linienform ist analog zu der aus Gleichung 3.1, nur mit konstanter Extrapolation des Tails (A_2) anstelle der linearen Fortsetzung ([Adem 77], [Dow 83]). Die Fits an die 20.48 MeV Linie mit dem Ansatz dieser Arbeit und dem von Seattle sind im sichtbaren Bereich bis zu 7.5 MeV unterhalb des Zentrums äquivalent. Ein ähnlicher Vergleich wurde bei höherer Energie anhand des Spektrums in Figur 3.4 vorgenommen. In Fits an Spektren im Mittelenergiebereich (Figuren 3.5 und 3.6) zeigt

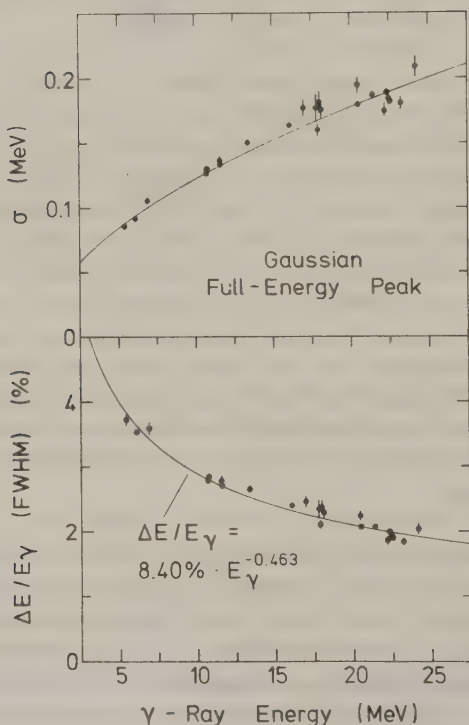
sich jedoch, daß die konstante Extrapolation des Linienausläufers zumindest für das Bochumer Spektrometer zu groß ist. Dasselbe Ergebnis erhält man, wenn man die bei $E_\gamma = 10 - 12.5$ MeV liegenden Linien in Figur 3.7 im Fit ebenfalls berücksichtigt. Die intermediäre Extrapolation des Tails stellt auch eine gewisse Annäherung an Monte Carlo-Simulationen dar ([GiaO 70], [BerS 72], [Rog 82]). Die Unterschiede der bis zur Energie Null integrierten Flächen der isolierten 20.5 MeV Linie in Figur 3.7 betragen etwa $\pm 5\%$ bei Vergleich der beiden extremen mit der mittleren Extrapolationsweise. Die Bedeutung einer möglichst "korrekten" Linienform wird evident bei Analyse solcher Linien, die auf dem Ausläufer höher liegender Peaks aufsitzen. Je nach Struktur des Spektrums wurde die Fläche allein im Hauptbereich der γ_1 -Linie in den $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ Spektren bereits um 5 - 15% unterschiedlich ausgewertet, wenn die Linienformen der Gleichungen 3.1 und 3.2 verwendet wurden. Diese Quelle systematischer Fehler wird in den Abschnitten 3.3 und 4.2 diskutiert.

Zu bemerken ist, daß für die Darstellungen in Figur 3.7 bereits die sich aus einer (zum Teil eingeschränkten) Energieabhängigkeit der Linienformparameter ergebenden Werte benutzt wurden (hervorragende Fits an einzelne Spektren gelingen bei entsprechender Manipulation der Parameter immer!). Aus der logarithmischen Darstellung und auch aus Figur 3.4 wird eine verbleibende geringe Unterschätzung des Spektrums im niederenergetischen Bereich des Tails deutlich. Perfekte Fits an die Spektren der $^3\text{H}(p,\gamma)^4\text{He}$ Reaktion über den gesamten sichtbaren Linienbereich hinweg können erzielt werden, indem der Linienausläufer durch eine Summe von zwei Exponentialfunktionen (schnell und langsam abfallend) parametrisiert wird. Es standen jedoch nicht genügend Spektren dieser Art zur Verfügung, um die Energieabhängigkeit der zwei zusätzlichen Parameter konsistent ermitteln zu können. Spektren der Reaktion $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ erwiesen sich als wenig sensitiv, da die γ_1 -Linie solche Details des Ausläufers von γ_0 überdeckt.

Abschließend sei bemerkt, daß die gern verwendete Form einer asymmetrischen Gauß-Linie ("Skewed Gaussian"), manchmal versehen mit zusätzlichem exponentiellen Dämpfungsterm, nur für einen solchen Detektor sinnvoll anwendbar ist, bei dem die Breite der Hauptlinie und der Abfall des Tails auch real durch den physikalischen Nachweisprozeß gekoppelt sind ("Asymmetry cum tailing"), da sonst die Linienparameter beständigen ad-hoc Manipulationen

zu unterwerfen sind. Diese Verknüpfung ist für einen NaI(Tl) Detektor nicht gegeben.

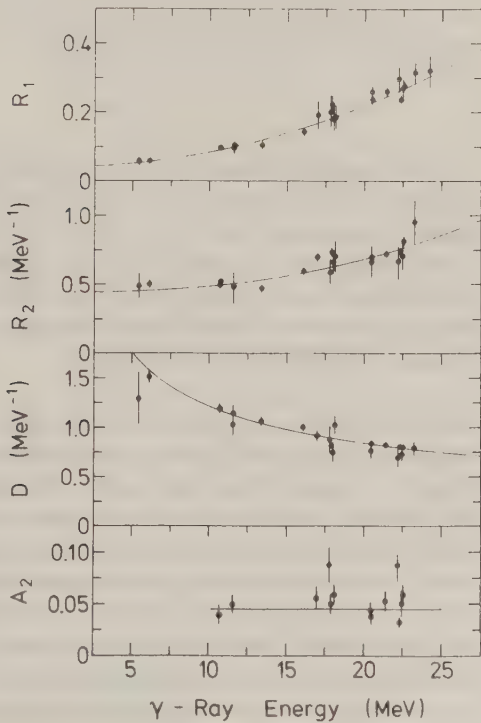
Für die Zwecke dieser Arbeit wird eine physikalisch sinnvolle Anpassung der Linienform bis zu etwa 5–6 MeV unterhalb des Zentrums hochenergetischer γ -Linien benötigt. Diese Forderung wird von der entwickelten Linienform (Gleichung 3.1) vollständig erfüllt. Von eminenter Bedeutung – vor allem im Hinblick auf die notwendige Extrapolation bis zu $E_\gamma = 30$ MeV – ist die konsistente Beschreibung der Energieabhängigkeit ihrer fünf Parameter. Die Figuren 3.8 und 3.9 zeigen die durch Fits ermittelten Parametersätze. Es ist anzumerken, daß viele der dargestellten Punkte bereits Mittelwerte mehrerer



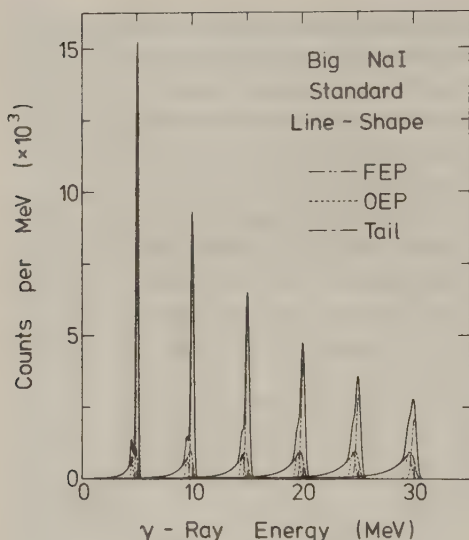
Figur 3.8: Energieabhängigkeit der die Breite der Gauß-Linien bestimmenden Standardabweichung σ . Die ausgezogene Kurve ist die Anpassung gemäß Gleichung 3.3. Zusätzlich ist die als Bruchteil der γ -Energie angegebene volle Breite (FWHM ΔE) gezeigt. In der genannten Größengleichung versteht sich E_γ in MeV. Viele der eingetragenen Datenpunkte stellen bereits Mittelwerte mehrerer Messungen dar.

Messungen bei einer γ -Energie sind. Die Abhängigkeit aller Datensätze von der γ -Energie wurde durch Potenzgesetze angepaßt; Ausnahmen hiervon bilden die Parameter A_2 , der als energieunabhängig angesehen wurde, sowie G , der auf dem Wert 1 belassen wurde. Im einzelnen lauten die ermittelten funktionalen Abhängigkeiten im Bereich $E_\gamma = 5 - 25$ MeV:

$$\begin{aligned}
 (\sigma / \text{MeV}) &= 3.565 \cdot 10^{-2} \cdot (E_\gamma / \text{MeV})^{0.5366} \\
 R_1 &= 4.033 \cdot 10^{-4} \cdot (E_\gamma / \text{MeV})^{2.036} + 4.197 \cdot 10^{-2} \\
 (R_2 / \text{MeV}^{-1}) &= 1.762 \cdot 10^{-4} \cdot (E_\gamma / \text{MeV})^{2.416} + 4.437 \cdot 10^{-1} \\
 (D / \text{MeV}^{-1}) &= 4.108 \cdot 10^{-6} \cdot (E_\gamma / \text{MeV})^{-0.5288} \\
 A_2 &= 4.535 \cdot 10^{-2} \\
 G &= 1.0
 \end{aligned} \tag{3.3}$$



Figur 3.9: Energieabhängigkeit der den One-escape Peak und den Linienausläufer beschreibenden Parameter. Die durchgezogenen Kurven stellen die Anpassung gemäß Gleichung 3.3 dar. Wie in Figur 3.8 wurde eine Mittelung über Messungen bei gleicher γ -Energie durchgeführt.



Figur 3.10: Entwicklung einer monochromatischen γ -Linie im akzeptierten Spektrum, berechnet für die gleiche Anzahl einfallender γ -Quanten (10 000). Für jede Linie sind ihre Komponenten Full-energy Peak (FEP), One-escape Peak (OEP) und Linienausläufer (Tail) gezeigt.

Die Extrapolation aller Parameter bis hinauf zu $E_\gamma \approx 30$ MeV kann als gesichert angesehen werden; dies ist der in den Schwerioneneinfangmessungen erfaßte Energiebereich. Eine Extrapolation zu kleineren Energien als 5 MeV ist zweifelhaft, da sich dann die Verteilung der Wechselwirkungsprozesse rapide ändert. Figur 3.10 verdeutlicht die Entwicklung der Linienform im akzeptierten Spektrum, wobei die im folgenden Abschnitt 3.3 vorzustellende Efficiency-Kurve bereits berücksichtigt ist.

Es sei bemerkt, daß sich der Parametersatz in einem fast zwei Jahre nach den Untersuchungen dieser Arbeit durchgeführten Experiment [Eule] auf logische und zwanglose Weise den im Laufe der Zeit und durch Neueinstellung der Elektronik veränderten Bedingungen anpassen ließ (vergleiche auch Abschnitt 3.5). Dem verschlechterten Auflösungsvermögen konnte durch multiplikative Vergrößerung von σ Rechnung getragen werden. Der für die Energieschwelle im Plastiksintillator empfindliche Parameter R_2 erwies sich ebenfalls als vergrößert, während die davon wenig betroffenen Parameter R_1 und D unverändert blieben; A_2 erfuhr ebenfalls eine geringfügige Erhöhung. Dies unterstreicht die innere Konsistenz des Linienformansatzes.

Für eine Reihe von Strahlzeiten unter unveränderten Bedingungen wird der Parametersatz für die Linienform aus Fits an die zur Kalibrierung dienenden Spektren ermittelt. Im weiteren Verlauf der Analyse werden die Spektren von Strahlungseinfangreaktionen (z. B. schwerer Ionen) durch einen Satz von Linien mit vorbestimmter Form (Gleichungen 3.1 und 3.3) angepaßt, wobei die Linien zunächst an den gemäß der Reaktionskinematik erwarteten Positionen placiert werden. Freie Fitparameter im Programm SHF sind dann nur noch die Linienflächen (A_0) sowie entweder mehrere individuelle oder nur eine gemeinsame Verschiebung (dE) aller Linien gemäß der quadratischen Energiekalibrierung. Unter diesen Bedingungen ist es möglich, noch solche Linien getrennt zu analysieren, deren Abstand etwa der halben Detektorauflösung entspricht (für $E_\gamma \approx 20$ MeV etwa 300–400 keV). Eine eventuelle Verbreiterung der Linien, z. B. durch Targetdicke oder ein breites Kernniveau als Endzustand, ist zu berücksichtigen. Beispiele solcher Fits werden in Abschnitt 3.4 für eine protoneninduzierte Reaktion und in Abschnitt 4.2 für den Strahlungseinfang schwerer Ionen gegeben.

Ein quantitatives Verständnis der den restlichen One-escape Peak (R_1) und den niederenergetischen Linienausläufer (R_2, D, A_2) beschreibenden Parameter aus "first principles" erscheint ebenso wie die Begründung der Linienform schwierig. Wie bereits erwähnt, gehen alle an ihnen beteiligten Prozesse über ihre Energie- und Winkelabhängigkeiten ein, letztlich noch modifiziert durch die energieabhängige Ineffizienz des Plastiksintillators. So nehmen mit wachsender Energie der einfallenden γ -Quanten sowohl die Wahrscheinlichkeit für Paarproduktion als erster Wechselwirkung als auch der absolute Paarproduktionsquerschnitt zu, und zwar proportional zu $\ln(2 E_\gamma/m_e c^2)$. Energieabgabe von Elektron und Positron durch Bremsstrahlung gewinnt mit steigender Energie gegenüber der Ionisationsbremsung an Gewicht, wobei das Bremsstrahlungsspektrum zunehmend härter wird. Während der elektromagnetische Schauer mit steigender γ -Energie immer tiefer in den Kristall eindringt, kollabiert der Schauerkegel immer mehr in Vorwärtsrichtung. Diese Ausführungen mögen zu einem qualitativen Verständnis der Figur 3.9 genügen. Monte Carlo-Simulationen ([GlaO 70], [BerS 72], [GroW 75], [GroW 76], [Rog 82]) haben, eher nach dem Ausschließungsprinzip, zur Identifizierung wichtiger Prozesse und unzulässiger Approximationen geführt, wie z. B. Entweichen von Bremsstrahlung und Leptonen sowie Positronenvernichtung im Flüge.

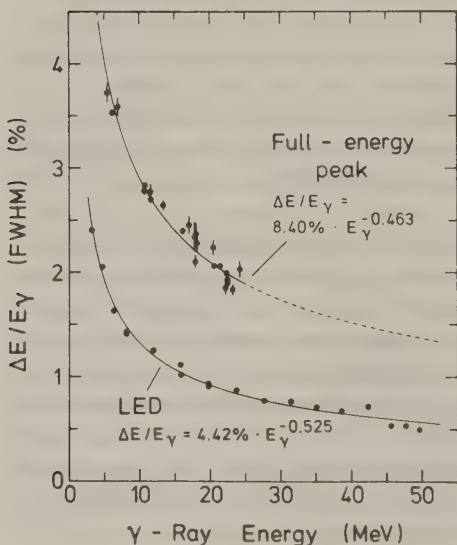
3.2.2 Auflösungsvermögen im Full-energy Peak

Das für den gaußförmigen Full-energy Peak ermittelte Auflösungsvermögen (FWHM $\Delta E_\gamma = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$, angegeben als Bruchteil der γ -Energie E_γ) ist nochmals in Figur 3.11 dargestellt, zusammen mit den für die Linie des LED-Lichtpulsers gemessenen Werten. Dabei wurden die Abszissenwerte für die LED-Lichtmenge, d. h. die ihr äquivalente γ -Energie, direkt aus der Position der LED-Linie im mit γ -Quanten kalibrierten Spektrum bestimmt. Die Daten wurden durch die folgenden Potenzgesetze angepaßt (χ^2 -Fits):

$$\begin{aligned}\Delta E_\gamma / E_\gamma &= 8.396 \cdot 10^{-2} \cdot (E_\gamma / \text{MeV})^{-0.4634} \\ \Delta E_{\text{LED}} / E_\gamma &= 4.421 \cdot 10^{-2} \cdot (E_\gamma / \text{MeV})^{-0.5246}\end{aligned}\quad (3.4)$$

Beide funktionalen Abhängigkeiten sind sehr nahe an der bei Anwendbarkeit der Poisson-Statistik erwarteten Proportionalität zu $E_\gamma^{-1/2}$, nahezu äquivalente Fits lassen sich mit fester Potenz $-1/2$ erzielen:

$$\begin{aligned}\Delta E_\gamma / E_\gamma &= 9.222 \cdot 10^{-2} \cdot (E_\gamma / \text{MeV})^{-1/2} \\ \Delta E_{\text{LED}} / E_\gamma &= 4.192 \cdot 10^{-2} \cdot (E_\gamma / \text{MeV})^{-1/2}\end{aligned}\quad (3.5)$$



Figur 3.11: Auflösungsvermögen (FWHM, angegeben als Bruchteil der γ -Energie) für den Full-energy Peak und die Linie des LED-Lichtpulsers. Die ausgezogenen Linien stellen die Ergebnisse der Fits dar, deren funktionale Abhängigkeiten ebenfalls angegeben sind (Gleichung 3.4). E_γ ist in MeV anzugeben.

Der oft benutzte Ausdruck zum Verständnis des Auflösungsvermögens lautet dem Standardwerk von Birks gemäß ([Bir 64], siehe auch [MüM 67]):

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = \alpha^2 + \frac{\beta^2}{E} + \frac{\gamma^2}{E^2} \quad (3.6)$$

Dem allgemeinen Gebrauch in der Literatur folgend, bezeichnen wir $\Delta E/E$ als Auflösungsvermögen und die auf der rechten Seite stehenden Terme als relative Varianzen, auch wenn es sich bei ΔE immer um die der Messung direkt zugängliche Halbwertsbreite handelt. Die einzelnen Beiträge haben folgende Interpretation:

- α^2 : Photonentransfer-Varianz, d. h. Ortsabhängigkeit der Szintillationsausbeute sowie der Konversion des Szintillationslichts in Photoelektronen im Photomultiplier. Hier ist $\Delta E/E = \alpha$ angenommen.
- β^2 : Fluktuations-Varianz, d. h. statistische Fluktuationen der Lichtproduktion (Szintillationsausbeute) und -sammlung (Reflexionsverluste im Kristall) sowie der Konversion in Photoelektronen im Photomultiplier (Quanteneffizienz der Kathode, Fokussierungseigenschaften der Dynoden-Struktur). Dieser Term folgt der Poisson-Verteilung, $\Delta E/E = \beta E^{-1/2}$.
- γ^2 : Rauschvarianz, d. h. Beiträge durch Dunkelstrom der Photomultiplier sowie das impulsverarbeitende Elektroniksystem (Clipping!). Diese Breite ist energieunabhängig, $\Delta E = \gamma$.

Diese voneinander unabhängigen Varianzen werden linear addiert. Vorausgesetzt wird, daß die auf die Kathoden treffende Lichtmenge der Energie proportional ist.

Wir haben versucht, die Einzelbeiträge durch Fit eines solchen Ausdrucks an die Daten in Figur 3.11 zu isolieren. Voraussetzung ist, daß die Signalform des LED-Impulses sehr ähnlich zu den von γ -Quanten ausgelösten Szintillationen ist und beide im gesamten Elektroniksystem identisch behandelt werden. Für den die Photokathoden direkt beleuchtenden Lichtpuls ist eine Transfervarianz α^2 nicht vorhanden. In den Fits ist zusätzlich zum statistischen Beitrag $\beta = (4.109 \pm 0.083) \cdot 10^{-2} \text{ MeV}^{1/2}$ nur ein geringer Rauschterm $\gamma = (0.03 \pm 0.01) \text{ MeV}$ signifikant. Die Extraktion von γ ist allerdings mit einiger Unsicherheit über das angegebene Maß hinaus verbunden, da Daten bei genügend kleinen Energieäquivalenten nicht gewonnen werden konnten. Die Abschätzung des Rauschbeitrags aus der Breite der Linie des elektronischen Pulses

würde eine um etwa einen Faktor 1.5 größere elektronisch bedingte Auflösung erwarten lassen, wobei zu bedenken ist, daß die Impulse des Pulsgenerators nicht gänzlich wie Photomultipliersignale behandelt werden.

Die erwartete Größe der statistischen Fluktuationen läßt sich abschätzen. Die Anzahl N_e der auf die erste Dynode treffenden Photoelektronen bei Nachweis der Energie E_γ im NaI(Tl) Kristall ist:

$$N_e = \eta_s E_\gamma \cdot \epsilon_c \epsilon_q \epsilon_f \quad (3.7)$$

Dabei bedeuten η_s die Szintillationsausbeute des Detektormaterials, ϵ_c die Lichtsammlungseffizienz des Detektors, ϵ_q die Quanteneffizienz der Photokathode, ϵ_f die Fokussierungseffizienz des elektrischen Feldes zwischen Kathode und erster Dynode. Für den Szintillator NaI(Tl) ist $\eta_s = 4.0 \cdot 10^4 \text{ MeV}^{-1}$, d. h. der zur Auslösung eines sichtbaren Lichtquants ($\lambda_{\max} = 415 \text{ nm}$, TI^+ -Emission im blauen Bereich) notwendige Energiebetrag ist 25 eV [PDG 86]; für die RCA 4900 Röhre wird die Quanteneffizienz bei dieser Wellenlänge vom Hersteller zu $\epsilon_q = 28\%$ angegeben. Die übrigen Größen ϵ_c und ϵ_f sind nicht direkt bekannt, ϵ_f sollte nahe bei 1 liegen. Die statistischen Fluktuationen der auf die Anode auftreffenden Elektronenanzahl sind hauptsächlich durch diejenigen der auf die erste Dynode treffenden Anzahl bestimmt, der Multiplikationsprozeß in der Dynodenstruktur (zehnstufig) darf vernachlässigt werden. Damit ist die rein theoretische Varianz durch $\sigma^2(N_e) = N_e$ gegeben, was im Falle $\epsilon_c = \epsilon_f = 1$ einen (unrealistischen) Wert $\beta = 2.23 \cdot 10^{-2} \text{ MeV}^{1/2}$ bedeuten würde. Für eine untere Abschätzung der fehlenden Größen kann das Auflösungsvermögen in der LED-Linie (Gleichung 3.5) herangezogen werden. Schreibt man ihre gesamte Breite statistischen Fluktuationen zu, so ergibt sich $\epsilon_c \epsilon_f = 0.28$. Hier kommt es nur auf die Gesamtzahl N_e an; es ist ohne Belang, daß es sich bei der LED um grünes Licht ($\lambda_{\max} \approx 550 \text{ nm}$, wofür $\epsilon_q = 6.5\%$) handelt. Einige Komplikationen sind jedoch außer acht gelassen worden: Der NaI(Tl) Detektor wird von sieben Photomultipliern ausgelesen, deren Signale passiv addiert werden; das Licht der LED wird direkt auf einen eng begrenzten Bereich jeder Photokathode gestrahlt; wenn die Verstärkungen aller Multiplier für γ -Quanten — deren Szintillationslicht mehr oder minder alle Kathodenflächen gleichmäßig ausleuchtet — abgeglichen sind, ist dies für das LED-Licht nicht unbedingt der Fall. Damit wird das Auflösungsvermögen in der LED-Linie — abgesehen von dem kleinen Beitrag elektronischen Rauschens und des Clipping — als der

auch für γ -Quanten bestenfalls erreichbare Wert ("Statistik-Limit") interpretiert, $\beta_{\text{opt}} \leq 4.2 \cdot 10^{-2} \text{ MeV}^{1/2}$; Gleichung 3.5 gibt eine obere Grenze. Dieser Wert stimmt gut mit den in früheren Arbeiten für sehr viel kleinere Kristalle im Niederenergiebereich extrahierten Werten β überein (siehe [Bir 64] und [MülM 67] sowie darin enthaltene Referenzen).

Es sei erwähnt, daß der für die Lichtsammlungseffizienz ε_c abgeschätzte Wert sehr wohl der üblichen Größenvorstellung entspricht. Ein Lichtverlust resultiert aus der nicht perfekten Reflektivität der Oberfläche des NaI(Tl) Kristalls und des MgO-Reflektors; hinzu kommt der hohe Brechungsindex von NaI(Tl) ($n=1.85$ bei 415 nm), aufgrund dessen viele der Lichtquanten an den Quarz-Austrittsfenstern zunächst Totalreflexion erleiden. Der Kristall selbst ist im optischen Bereich sehr gut transparent. Die mittlere Anzahl von Reflexionen der Lichtquanten ist schwer abschätzbar — $\varepsilon_c = 0.28$ würde 42 Stöße mit dem MgO-Reflektor bei einer Reflektivität von 0.97 bedeuten, wenn man andere Lichtverluste vernachlässigt. Man kann jedoch wohl nicht direkt die Anstiegszeit der Photomultipliersignale (abzüglich der instrumentellen Anstiegszeit) als Lichtsammelungszeit interpretieren. Die Anstiegszeit beträgt für unseren 25.4 cm $\varnothing$ $\times$ 25.4 cm großen Kristall 50 ns, für den 7.6 cm $\varnothing$ $\times$ 7.6 cm Detektor mit identischem Photomultiplier und Spannungsteiler 40 ns, während die Anstiegszeit der RCA 4900 Röhre allein zu 8.5 ns angegeben wird. Wir halten die in [SanC 84] durchgeführte Umrechnung von Anstiegszeit in Lichtsammelungszeit und damit Stoßanzahl nicht für zulässig, auch wenn experimentell ein Anwachsen der Anstiegszeit mit der Kristallgröße beobachtet wird.

Die Anpassung des Ausdrucks 3.6 an die Auflösungsdaten für den Full-energy Peak (Figur 3.11) liefert für die Terme α^2 und γ^2 kein signifikantes Fitergebnis, es bleibt allein $\beta = (9.222 \pm 0.043) \cdot 10^{-2} \text{ MeV}^{1/2}$. Die Insensitivität für den Rauschterm γ^2 ist aufgrund der obigen Diskussion verständlich; ein solcher Term tritt am deutlichsten bei niedrigen γ -Energien zutage, ist aber aufgrund der zunehmenden Aufstreuung solcher γ -Strahlung in den Materialien zwischen Target und Kristall prinzipiell wohl nicht meßbar. Die Unempfindlichkeit gegenüber einer Photonentransfer-Varianz α^2 , zumindest wenn diese auf die in Gleichung 3.6 enthaltene einfache Weise behandelt wird, bedarf einer genaueren Diskussion, ebenso wie die Tatsache, daß das Auflösungsvermögen gegenüber den bestmöglichen Werten um mehr als einen Faktor 2 zurückbleibt.

"Äußere", experimentell bedingte Ursachen vermögen nicht mehr als nur einen geringen Bruchteil der beobachteten Diskrepanz zu erklären. Die natürliche Linienbreite, der Energieverlust des Strahls im Target und die kinematische Verschmierung der γ -Energie über den Winkelakzeptanzbereich des Detektors hinweg (Öffnungswinkel des kreisförmigen Bleikollimators $\pm 10.8^\circ$, was einem Winkelbereich von $\Delta\Theta_\gamma \approx \pm 5^\circ$ FWHM entspricht) verbreitern die γ -Linien in vernachlässigbarer Weise. Für die $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ Reaktion liegt die kinematische Verbreiterung zwischen 25 und 45 keV (FWHM, bei $E_p = 3.4$ und 8.0 MeV unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$), für die Resonanzreaktionen bei niedrigen Einschubenergien (Tabelle 3.1) bei noch geringeren Werten. Ebenso wenig kann dafür eine Aufstreuung der γ -Quanten im Material zwischen Target und NaI(Tl) Kristall (Frontplastik, $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Frontscheibe) allein verantwortlich gemacht werden. Für die beobachtete Verschlechterung der Auflösung bei der relativ niedrigen Energie $E_\gamma = 6.13$ MeV von 3.22 %, gemessen mit dem NaI(Tl) Detektor allein und einfacher Meßelektronik (Figur 2.5), auf 3.6 % mit dem vollständigen Spektrometer (Figur 3.11) kann dieser Faktor herangezogen werden. Im Hochenergiebereich oberhalb $E_\gamma \approx 11.5$ MeV kann ein merklicher Einfluß der Aufstreuung ausgeschlossen werden.

Ein signifikanter Anteil des beobachteten Auflösungsvermögens oberhalb des Limits der Photoelektronenstatistik ist auf nicht optimale Eigenschaften des Kristalls (Photonentransfer-Varianz) zurückzuführen, also auf trotz der Kompensation vorhandene Ungleichmäßigkeiten der Thallium-Dotierung und der Lichtsammlungseigenschaften sowie der Kathodenflächen. Indiz hierfür sind die unterschiedlich guten Auflösungswerte, die von den drei sehr ähnlichen Detektoren in Brookhaven (Mk III, [SanC 84]), Bochum und Uppsala [Nil 84] erzielt werden (vergleiche Figuren 2.5 und 3.2). Alle Detektoren wurden von Bicron nach demselben Verfahren hergestellt und kompensiert, die Brookhaven und Uppsala-Detektoren haben gleiche Größe, alle sind mit nahezu identischen Photomultipliern ausgerüstet. Trotzdem weisen die erzielten Auflösungswerte für $E_\gamma = 6.13$ MeV, wo der Full-energy Peak ohne jegliche Zuhilfenahme eines Antikoinzidenzdetektors aufgelöst ist, deutliche Unterschiede auf (Brookhaven 3.2 % FWHM, Bochum 3.22 %, Uppsala 2.6 %). Dieser Trend setzt sich zu hohen Energien hin fort. Daraus schließen wir, daß die Photonentransfer-Varianz einen deutlichen Einfluß hat, sie aber nicht in der einfachen, energieunabhängigen Form $\Delta E/E = \alpha$ (Gleichung 3.6) erfaßt werden kann. Dies wird auch schon

durch die Tatsache nahegelegt, daß ein sich von der Kristallfront aus entwickelnder elektromagnetischer Schauer erst oberhalb einer gewissen hohen Energie der eingestrahnten γ -Quanten den überwiegenden Teil des Kristalls erfassen wird. Demnach würde die durch nicht optimale Uniformität hervorgerufene Breite ΔE bei kleinen Energien zunächst anwachsen, um bei hohen Energien eine Sättigung zu erreichen. Allerdings scheint das Verhalten der Photonentransfer-Varianz nicht einfach vorhersagbar zu sein, was aus den für alle drei Detektoren sehr ähnlichen, durch Abtastung mit kollimierten γ -Quellen gemessenen Uniformitätswerten klar wird (Uniformität bei 6.13 MeV: Brookhaven $\pm 0.4\%$, Bochum $\pm 0.5\%$, Uppsala $\pm 0.5\%$). Uns liegen keine Informationen vor, die eine andere Interpretation für diese drei ähnlichen Detektoren nahelegen. Für den Bochumer Detektor ist allerdings unbekannt, welchen Einfluß die in den Uniformitätsmessungen beobachtete Unregelmäßigkeit entlang der Frontfläche ausübt (Abschnitt 2.2).

Ein weiterer, die intrinsische Auflösung eines NaI(Tl) Kristalls bestimmender Faktor wird seit langer Zeit in der Literatur diskutiert, allerdings für sehr viel kleinere Kristalle und bei niedrigeren Energien (siehe [Bir 64], [Mülm 67], [PreN 69], [Toj 85] sowie darin enthaltene Referenzen). Hierbei handelt es sich um bekannte Nichtlinearitäten der Elektronen-Response, die sich in einer Überhöhung der relativen Lichtausbeute L/E_e um grob 25% für Elektronenenergien zwischen etwa 10 und 100 keV äußern (nur größenordnungsmäßige Angaben). Hinzu kommt ein durch δ -Elektronen (Abbremsung von Elektronen durch Auslösung eines oder mehrerer schneller sekundärer Elektronen, nicht durch eine fast kontinuierliche Serie von sehr kleinen Energieverlusten) verursachter Effekt; diese fallen gerade in den nichtlinearen Bereich der Elektronen-Response Kurve. Aufgrund der Fluktuationen der im Kristall durch Wechselwirkung monochromatischer γ -Quanten erzeugten Elektronenverteilungen ist klar, daß diese Effekte zu einer Linienverbreiterung führen. Ebenso einleuchtend ist, daß diese intrinsische Linienbreite keiner einfachen Abhängigkeit von der γ -Energie folgen wird; genau genommen darf man nicht einmal von einer Normalverteilung für die Szintillationsvarianz ausgehen. Bislang besteht wohl nur über die Existenz dieser Effekte Einigkeit, aber schon über den quantitativen Verlauf der Elektronen-Response L/E_e als Funktion von E_e nicht mehr [Toj 85]. In Monte Carlo-Simulationen wurde versucht, die resultierende intrinsische Linienbreite unter Zugrundelegung einer Elektronen-Response

Kurve – deren quantitative Werte kritisch sind – zu berechnen, die Resultate scheinen auf nicht mehr als etwa einen Faktor 2 zuverlässig zu sein (siehe z. B. (PreN 691)). Experimente, die im übrigen ebenso wie die Rechnungen nur im Niederenergiebereich ausgeführt wurden ($E_\gamma \approx 0.02 - 2.75$ MeV), erwiesen sich als wenig hilfreich, ja sogar krasse Widersprüche hervorrufend, da Photonentransfer-Varianz und intrinsische Linienverbreiterung nicht getrennt werden können. Bislang ist unbekannt, welchen Einfluß die hier diskutierten Effekte im Bereich mittlerer bis hoher γ -Energien (oberhalb 3 MeV) haben.

Letztlich kann das Auflösungsvermögen eines $^{\text{NaI(Tl)}}$ Detektors nur in der allgemeineren Form

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = F_1(E^*) + F_t(E^*) + \frac{\beta^2}{E} + \frac{\gamma^2}{E^2} \quad (3.8)$$

anstelle der einfachen Gleichung 3.6 geschrieben werden, wobei die energieabhängigen Funktionen F_1 und F_t die intrinsische Linienbreite (Szintillationsvarianz) und die Photonentransfer-Varianz bezeichnen. Bei den Argumenten dieser Funktionen muß es sich nicht um dieselben Argumente und nicht um die Energie E der eingestrahlten γ -Quanten handeln, eher wird es die von einzelnen Elektronen deponierte Energie sein. Trotz der nunmehr 40-jährigen Geschichte von NaI(Tl) als Szintillationsdetektor sind weder Größe noch Energieabhängigkeit der Funktionen F_1 und F_t verstanden. Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Linienformanalyse zeigt – unter Berücksichtigung der diskutierten experimentellen Einschränkungen – eine Vergrößerung der Breite des Full-energy Peaks gegenüber dem Statistik-Limit. Die Energieabhängigkeit der zusätzlichen Linienbreite ist im Bereich $E_\gamma = 5 - 25$ MeV ähnlich zu $\Delta E/E_\gamma \sim E_\gamma^{-1/2}$. Es wäre wünschenswert, die rigorose Analyse des Full-energy Peaks allein zu weit höheren γ -Energien hin durchführen zu können, um über die Fortsetzung dieses Trends (Figur 3.11) zu entscheiden. Für tiefere Energien, $E_\gamma = 0.511 - 6.13$ MeV, liegen die mit dem NaI(Tl) Detektor allein gewonnenen, nicht direkt vergleichbaren Werte vor (Figur 2.5), die bereits eine andere Energieabhängigkeit zeigen, nämlich Proportionalität zu $E_\gamma^{-0.365}$. Wir erwähnen diese Beobachtung ohne weiteren Kommentar.

Im Bereich sehr hoher Energien bis zu 20 GeV wurde das Auflösungsvermögen großer NaI(Tl) Kristalle fast ausschließlich mit Hilfe von Elektronen-

und Positronenstrahlen bestimmt. Da hochenergetische Leptonen praktisch nur durch primäre Bremsstrahlung abgebremst werden, sind diese Strahlen äquivalent zu γ -Strahlen. In den sehr ausführlichen und einen großen Energiebereich (20 MeV bis 20 GeV) abdeckenden Untersuchungen der Stanford-Gruppe ergab sich sowohl für sehr große einzelne Detektoren [HugF 72] als auch modulare Spektrometer, bestehend aus vielen (zwischen 45 und 396) Segmenten ([ForB 77], [ChaP 78], [CarE 79], [WilH 88], die letztgenannte Referenz enthält eine Übersicht über frühere Arbeiten), stets eine Energieabhängigkeit des Auflösungsvermögens $\Delta E/E \sim E^{-1/4}$. Dagegen wurde an TRIUMF für große Einzeldetektoren eine Proportionalität zu etwa $E^{-0.55}$ gefunden [WalH 87], allerdings nur durch vier Meßpunkte im Bereich 30 - 90 MeV gestützt. In keiner der bisherigen Arbeiten wurde eine Analyse des Full-energy Peaks allein durchgeführt, es mußten Monte Carlo-Simulationen (Code EGS) zur Abschätzung des Beitrags der Fluktuationen entweichender Schauerenergie zur Linienbreite herangezogen werden. In allen Rechnungen wurde ein instrumentelles Auflösungsgesetz zugrundegelegt, das als Extrapolation des für 0.661 MeV (^{137}Cs) gemessenen Werts (relativ schlecht, 10 - 14 %) mit $E^{-1/2}$ mit der Begründung angesetzt wurde, die Auflösung bei niedrigen Energien sei allein statistischen Fluktuationen zuzuschreiben. Übereinstimmendes Ergebnis aller Arbeiten ist, daß solche Simulationen die gemessenen Auflösungswerte um einen großen Betrag unterschätzen. Es besteht jedoch keine Übereinstimmung bezüglich der Energieabhängigkeit der zusätzlichen Breite unbekannter Herkunft: Während die Stanford-Gruppe zwischen 20 MeV und 20 GeV eine Potenz von etwa $1/4$ findet [WilH 88], gibt die TRIUMF-Gruppe zwischen 30 und 90 MeV $1/2$ an [WalH87]. Beide Angaben zeigen, daß offenbar der dominierende Anteil der Linienbreite unverstanden ist.

In der vorliegenden Arbeit wurde — unseres Wissens zum ersten Mal — der Full-energy Peak einer γ -Linie separat rigoros analysiert, wenn auch nur im eingeschränkten Energiebereich $E_\gamma = 5 - 25$ MeV. Der bei rein statistischen Fluktuationen zu erwartende Grenzwert wurde mit Hilfe eines kalibrierten Lichtpulsers aufgefunden. Es war weder die Zuhilfenahme von Simulationsrechnungen noch die Abschätzung der Breite des Full-energy Peaks allein aus der hochenergetischen Linienflanke erforderlich. In unseren Linienform-Fits (Gleichung 3.1) war der Wert nur des Parameters σ relativ unempfindlich bei Benutzung anderer Linienform-Typen (z. B. der Brookhaven-Form, Gleichung 3.2).

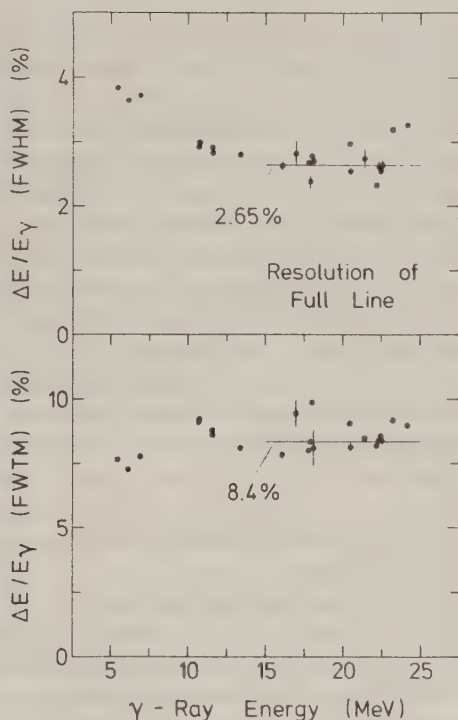
Eine Energieabhängigkeit $\Delta E/E_\gamma \sim E_\gamma^{-0.55}$ ergab sich auch unter den starken Annahmen von A.M. Sendorfi und M.T. Collins über die Linienform [SanC 84]. Damit stellen die in dieser Arbeit erzielten quantitativen Ergebnisse die in den Monte Carlo-Simulationen in der Hochenergiephysik gemachten Annahmen über das "intrinsische" Auflösungsvermögen und ihre Begründung zumindest in Frage, wie es sich ebenso aus den oben angeführten Untersuchungen im extremen Niederenergiebereich ergibt. Es ist jedoch nicht zu beurteilen, inwieweit sich die Schlußfolgerungen der zitierten Arbeiten bei "korrekter" Berücksichtigung der Auflösung ändern würden.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß sich mehrere Ursachen für die deutlich oberhalb des Grenzwerts der Photonen- und Photoelektronenstatistik liegende Breite des Full-energy Peaks zwar aufzeigen, aber nicht klar isolieren lassen, und zwar über einen extrem großen Bereich (etwa 10^6 , von 20 keV bis 20 GeV) hinweg. Ein Weg zur kontrollierten Anfertigung von großen NaI(Tl) Kristallen mit noch besserer und insbesondere vorhersagbarer Auflösung könnte sein, anhand rigoroser Linienformanalysen der hier vorgestellten Art zum Verständnis der die Auflösung beeinflussenden Faktoren beizutragen. Solche Analysen sollten für mehrere Kristalle in einem größeren Energiebereich durchgeführt werden. Untersuchungen der Lichtausbeutekurven für Elektronen sollten mit erhöhter Genauigkeit und in einem weiten Energiebereich vorgenommen werden; die Benutzung dieser Kurven in Monte Carlo-Rechnungen unter Einschluß des Lichttransports sollte dazu dienen, den Einfluß der Nicht-linearitäten in der Szintillationseffizienz auf den Nachweis von γ -Quanten im Bereich mittlerer Energien zu studieren. In diesem Zusammenhang sollte die Beantwortung der Frage, ob andere Szintillatormaterialien (z. B. BGO oder BaF₂, intrinsische Szintillatoren ohne die Notwendigkeit einer Dotierung) den Statistik-Limit tatsächlich erreichen, sehr interessant sein.

3.2.3 Auflösungsvermögen in der gesamten Linie

Die "simplen" Auflösungswerte (FWHM und FWTM), die bei den in diesem Kapitel beschriebenen Experimenten erzielt wurden, sind in Figur 3.12 dargestellt. Die Daten wurden im Analyseprogramm SHF durch Interpolation entlang der Fitlinien gewonnen. Durch Vergleich dieser Abbildung mit Figur 3.8

Figur 3.12: Auflösungsweite (Halb- und Zehntelwertsbreiten) der gesamten Linienform, angegeben als Bruchteil der γ -Energie. Diese Daten wurden bei Kollimierung des γ -Strahls auf den vollen Kristalldurchmesser in nur 20 cm Tiefe gewonnen.



oder 3.11 erkennt man, daß das Auflösungsvermögen (FWHM) in der Gesamtlinie bis zu $E_\gamma \approx 15$ MeV im wesentlichen demjenigen des Full-energy Peaks allein entspricht, um oberhalb einen konstanten Wert anzunehmen. Für das Brookhaven Mk III Spektrometer erfolgte dieser Knick bei etwa 20 MeV (ein Knick ist dort wesentlich einfacher zu sehen als eine Beschreibung durch $\Delta E/E_\gamma \sim E_\gamma^{-0.31}$ [SanC 84]). Die relative Zehntelwertsbreite ist für das Bochumer Spektrometer nahezu energieunabhängig.

Ergebnis der vorstehenden Linienformanalyse ist, daß der Übergang zur Konstanz keine direkte Auswirkung der Kristalluniformität ist, sondern dem gemeinsamen Einfluß von restlichem One-escape Peak und niederenergetischem

Linienausläufer zuzuschreiben ist. Nimmt man an, daß sich der in Figur 3.11 angedeutete Trend für den Full-energy Peak allein ($\Delta E/E_\gamma \sim E_\gamma^{-1/2}$) zu hohen Energien hin fortsetzt, so wird dessen Breite erst bei $E_\gamma \approx 30$ MeV gleich dem Abstand zwischen Full-energy und One-escape Peak. Bei noch höheren Energien wird die Verbreiterung einer γ -Linie dann im wesentlichen allein durch den Tail bewirkt. Damit ist das Auflösungsvermögen eines großen NaI(Tl) Spektrometers, dessen Kristall Dimensionen zwischen 25 und 38 cm besitzt, im Hochenergiebereich zum größten Teil durch die nicht vollständige Effizienz des Antikoinzidenzschildes (Plastikszintillator) bedingt. Auch wenn es möglich erscheint, durch Verfeinerung der Kompensationstechnik die Kristalluniformität und durch andere Auslesung des Lichts die Photoelektronenausbeute weiter zu steigern, so wird durch die hier durchgeführte Linienformanalyse klar, daß dem Antikoinzidenzdetektor zumindest ebenso große Aufmerksamkeit zu widmen ist. Ein weiterer wesentlicher Punkt ist die Größe des NaI(Tl) Kristalls.

3.2.4 Das Line shape Fit Programm SHF

Zum Abschluß dieses Abschnitts ist die Erwähnung einiger Details des interaktiven Line shape Fit Programms SHF angebracht. Das Prinzip der Analyse – Extraktion der energieabhängigen Linienformparameter durch Fits an Kalibrationsspektren quasimonochromatischer γ -Quanten und nachfolgender Fit komplexer Spektren des Strahlungseinfangs mit fester Linienform – wurde bereits erläutert, ebenso wie die besondere Eignung der verwendeten χ^2 -Fit-Routine. Das in Fortran-77 geschriebene Programm ist auf dem VAX 11/750 Computer des DTL implementiert. Input der Daten kann aus Spektrenlibraries, Datenfiles nahezu beliebigen Formats sowie durch Verbindung zur Spektrentabelle des Listmode-Auswerteprogramms PAX [KroS 81] erfolgen.² Vor dem Fit können die Abszissenwerte gemäß einer maximal quadratischen Kalibrierung konvertiert werden, die Ordinatenwerte werden entsprechend behandelt.

Zur Zeit können maximal 49 Linien mit bis zu 50 Parametern angepaßt werden; die tatsächliche Maximalanzahl der Linien richtet sich nach dem Fit-

² Herrn Dipl. Phys. M. Höfert sei für die freundliche Überlassung einiger Routinen gedankt.

Mode (Parametersuche oder Fit mit fester Linienform, Anzahl der zu variierten Linienpositionen). Die analytische Form der Linien kann unter mehreren mathematischen Ausdrücken gewählt werden. Für die asymmetrischen Linien des NaI(Tl) Spektrometers stehen die oben angegebenen Linienformen mit unterschiedlicher Behandlung des niederenergetischen Linienausläufers zur Verfügung; sie wären mit geringen Modifikationen bei entsprechender Parameterwahl auch für Halbleiter-Gammadetektoren geeignet. Darüber hinaus sind bislang Gauß- und Lorentz-Linien, Breit-Wigner-Term und riesenresonanzartige Lorentz-Kurve implementiert. Zur Beschreibung eines Untergrunds kann ein konstanter Beitrag kosmischer Höhenstrahlung (Mittelwertbildung in einem Bereich oberhalb der γ -Linien, kein Fit) gewählt werden, zusätzlich stehen Polynome bis zum Grad 2 oder ein Exponentialterm zur Verfügung (letztere werden im Fit angepaßt). Für allgemeine Fitaufgaben stehen eine Reihe mathematischer Standardfunktionen bereit. Nach Wahl des Benutzers können die Parameter im Fit als frei, fest oder über algebraische Abhängigkeiten zueinander in Beziehung stehend behandelt werden. Zum letztgenannten Zweck dienen lineare Funktionen oder diejenigen Funktionen, die die Energieabhängigkeiten der Linienformparameter beschreiben. Auf ähnliche Weise ist auch numerische Konvolution (Faltung) einer Linie mit einem beliebigen Profil möglich. Im Anschluß an den Fit der Daten ist die Auswertung der Ergebnisse unter kernphysikalischen oder den Detektor betreffenden Gesichtspunkten möglich. Alle Funktionen des umfangreichen Programms wurden eingehenden Tests unterzogen, z. B. anhand künstlich erzeugter Testdaten.

3.3 Nachweiswahrscheinlichkeit

Diesem Abschnitt stellen wir ein Zitat von M. Suffert [Suf 73] voran:

»Three key numbers enter in the expression for the cross section, namely the number of incident particles, the number of target nuclei/cm² and the number of emitted photons/sr. The first two numbers are well understood and can be determined with a small error using some experimental skill. The number of emitted photons/sr is to be treated more carefully here.«

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit — darunter verstehen wir das Produkt aus geometrischem Raumwinkel Ω und der Ansprechwahrscheinlichkeit (Efficiency) ε dividiert durch 4π sr — stehen wiederum das Experiment und die Computer-Simulation zur Verfügung. Der Begriff Efficiency wird oft auch synonym für das Produkt $\varepsilon\Omega$ verwendet. Für die Monte Carlo-Simulation gilt das im vorigen Abschnitt Gesagte, erweitert um die wichtige Tatsache, daß sämtliche sich zwischen Target und NaI(Tl) Kristall befindenden Materialien bezüglich ihrer Absorption korrekt einbezogen werden müssen: Wand der Targetkammer, Frontplastikszintillator samt Hülle, ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Frontscheibe samt Umhüllung, Aluminium-Stirnwand und MgO-Reflektor des NaI Detektors. Aus allen Gründen darf der Simulation wohl nur für eine relative Efficiency-Kurve vertraut werden, zur Bestimmung absoluter Werte muß stets ein Experiment in derselben geometrischen Anordnung und elektronischen Einstellung wie die eigentlichen Messungen durchgeführt werden. In dieser Arbeit haben wir uns allein auf das Experiment verlassen. Es gibt drei unterschiedliche Methoden zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die erste Methode ermöglicht die Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit ε (<1) des kompletten Spektrometers als Untersetzung der Ausbeute gegenüber einer Messung in einer solchen Konfiguration, in der $\varepsilon \approx 1$ ist; damit ist Unabhängigkeit von Referenzdaten gegeben. Zunächst wird das Produkt aus Raumwinkel und Efficiency auf den geometrischen Raumwinkel allein reduziert, indem möglichst wenig absorbierendes Material zwischen Target und NaI Detektor vorhanden ist (d.h. insbesondere kein Frontplastikszintillator), der γ -Strahl eng kollimiert wird und das gesamte Spektrum des NaI(Tl) Detektors ohne Antikoinzidenzbedingung mit dem Plastikszintillator bis hinab zur Energie Null ausgewertet wird. In diesem Fall ist für einen 10 (oder mehr) Strahlungslängen tiefen Detektor $\varepsilon \approx 1$ (≥ 0.97). Eine solche Messung ist technisch aufgrund der dann fehlenden Abschirmung schwierig, kritisch ist vor allem aber die Extrapolation der Linienform im Einzelspektrum des Detektors. (Man vergleiche in diesem Zusammenhang das in [ColM 82] beschriebene Beispiel einer Messung absoluter Wirkungsquerschnitte unabhängig von der Efficiency.) Will man diese Methode zur absoluten Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit ε (<1) des kompletten Spektrometers in aktueller Geometrie und mit Antikoinzidenzbedingung anwenden, so ist in einer zweiten Meßreihe als Funktion der γ -Energie einerseits die γ -Absorption in den diversen Materialien zu

bestimmen, andererseits ist das Verhältnis der Ausbeuten im akzeptierten und im totalen Spektrum zu ermitteln. Wir haben dieses schon durch die Herausnahme des Frontplastikszintillators aufwendige Experiment nicht durchgeführt.

Im zweiten Verfahren wird das Spektrometer in seiner aktuellen Geometrie und Elektronikonfiguration einem bekannten Fluß von (monochromatischen) γ -Quanten ausgesetzt. Hierzu könnte man natürlich ebenfalls eine "Tagged photon" Anlage an einem Elektronenbeschleuniger benutzen; man vergleiche jedoch das im vorigen Abschnitt Gesagte. An einem Tandembeschleuniger können Koinzidenzmessungen ähnlich der "Associated particle" Methode durchgeführt werden, indem nach einer Kernreaktion ein auslaufendes geladenes Teilchen und ein sekundär emittiertes γ -Quant in Koinzidenz nachgewiesen werden. Geeignet ist insbesondere die Reaktion $^{10}\text{B}(^3\text{He}, p\gamma_{15.1})^{12}\text{C}$ [AdeM 77]. Da die Winkelkorrelation den Nachweis der Protonen unter 0° nahelegt, haben wir dieses aufwendige Koinzidenzexperiment ebenfalls nicht durchgeführt.

Im Rahmen dieser Arbeit haben wir zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des NaI(Tl) Spektrometers nur die dritte, technisch prinzipiell einfachste Methode angewandt. Diese verläßt sich auf vorhandene Referenzdaten, d. h. bekannte Wirkungsquerschnitte und Resonanzstärken. Es wurde ein großer Teil der auch zur Linienformanalyse benutzten Spektren ausgewertet (vergleiche Tabelle 3.1). Das am genauesten bestimmte Referenzdatum, die Stärke der $E_p = 14.24$ MeV Resonanz in $^{12}\text{C}(p, \gamma_0)^{13}\text{N}$ mit $E_\gamma = 15.07$ MeV, für die die Thick-Target Ausbeute auf $\pm 3.2\%$ vermessen ist [MarA 77], ist am Bochumer Beschleuniger nicht zugänglich. Die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ wird häufig – auch in der vorliegenden Arbeit – verwendet, da sie neben vergleichsweise großem Wirkungsquerschnitt zwei gut getrennte γ -Linien bietet, so daß sich der interessierende hochenergetische Bereich von $E_\gamma = 14 - 23$ MeV relativ einfach abdecken läßt. Dennoch ist ihre Historie als absolute Referenz erstaunlich schillernd, vergleiche den Übersichtsartikel von Fuller [Ful 85]. Wir haben in dieser Arbeit die absoluten Referenzwirkungsquerschnitte der Brookhaven-TUNL-Kollaboration ([ColM 82], [WriR 82]) benutzt, die dem Review-Artikel von Fuller gemäß im Bereich $E_p = 3 - 9$ MeV korrekt sind und mit den älteren Argonne-Daten [AllH 64] übereinstimmen. Fuller weist der Gesamtheit dieser Referenzdaten eine Unsicherheit von nicht mehr als 10% zu. Es verbleibt allerdings ein geringer Unterschied zwischen Brookhaven- und TUNL-Daten

innerhalb dieser Grenze [ColM 82]. Für den Bereich mittlerer γ -Energien von $E_\gamma = 5 - 15$ MeV haben wir die Thick-Target γ -Ausbeuten schmaler Kernresonanzen wohl bekannter Resonanzstärke und Zerfallsschemata mit dicken Targets vermessen. Die Unsicherheiten der hier zugrundeliegenden Referenzdaten betragen nur wenige Prozent (typisch etwa 5%). Im Überlappbereich lieferten beide Meßmethoden konsistente Ergebnisse.

Die Massenbelegungen der verwendeten ^{11}B -Targets wurden mittels elastischer Streuung von 12.0 MeV ^{12}C -Ionen und über den Energieverlust von α -Teilchen aus einer ^{241}Am -Quelle bestimmt. Zur Messung der elastischen Streuung an einem freitragenden ^{11}B -Folientarget (Nr. 1) wurden fünf Si-Oberflächensperrschicht-Detektoren (Dicke 100 μm , Raumwinkel 0.035, 0.14 und 0.25 msr) unter Streuwinkeln $\Theta_{\text{lab}} = \pm 15^\circ$, $+30^\circ$ und $\pm 45^\circ$ in der Ortec-Streukammer ($\varnothing 43$ cm) am Meßplatz 105°I des DTL eingesetzt. Mit Hilfe der bekannten Streuquerschnitte (für $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ aus [JaRK 85] und [DüC 75], sonst nahezu reine Coulomb-Streuung, siehe [SpiW 74]) ergaben sich die absoluten Massenbelegungen aller Targetkomponenten, für ^{11}B mit einem Gesamtfehler (Statistik, Raumwinkel, Strahlnormierung und Unsicherheit der Referenzdaten) von 7%. Diese Daten für die Dicke der freitragenden Folie wurden durch Messung des Energieverlusts [Zie 77] von 5.5 MeV α -Teilchen aus einer ^{241}Am -Quelle überprüft. Die Ergebnisse beider Meßmethoden wichen um nur 3.8% voneinander ab. Bei der Umrechnung des Energieverlusts wurden die relativen Massenbelegungen aller Targetbestandteile gemäß dem Ergebnis der Streumessung zugrundegelegt; dies ist aufgrund der starken Oxidation von Bor-Targets geboten (gemessen wurden etwa $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ O bei $27 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{11}B in der Folie). Die Übereinstimmung beider Methoden weist die Abschätzung der systematischen Fehler der Streumessung als konservativ aus. Die Massenbelegungen eines weiteren Folientargets (Nr. 2) sowie eines ^{11}B -Targets mit dickem Tantal-Backing (0.5 mm, Nr. 3) wurden durch mehrfachen Vergleich der γ -Ausbeuten aus der $^{11}\text{B}(p,\gamma)$ Reaktion unter identischen Bedingungen normiert. Die Dicken der verwendeten ^{11}B -Targets (Anreicherung 99%) betrugen im einzelnen:

Target 1:	Freitragende Folie,	$27.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$,	Unsicherheit $\pm 7.5\%$
Target 2:	Freitragende Folie,	$21.8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$,	$\pm 10.9\%$
Target 3:	Target auf Ta-Backing,	$28.0 \mu\text{g}/\text{cm}^2$,	$\pm 8.5\%$

Die Targets wurden unter Winkel von $20^\circ - 45^\circ$ zwischen Targetnormale und Strahlrichtung gestellt. Die Massenbelegungen waren um etwa einen Faktor

20 geringer als üblich; dies brachte jedoch keine Nachteile außer verlängerten Meßzeiten (etwa $1/2$ bis $1 1/2$ Stunden pro $^{11}\text{B}(\text{p},\gamma)$ Spektrum bei Strahlströmen zwischen $1.5\text{ }\mu\text{A}$ und 200 nA je nach Einschußenergie). Mit störenden Fluktuationen des $^{11}\text{B}(\text{p},\gamma)^{12}\text{C}$ Wirkungsquerschnitts ist nicht zu rechnen [AllH 64].

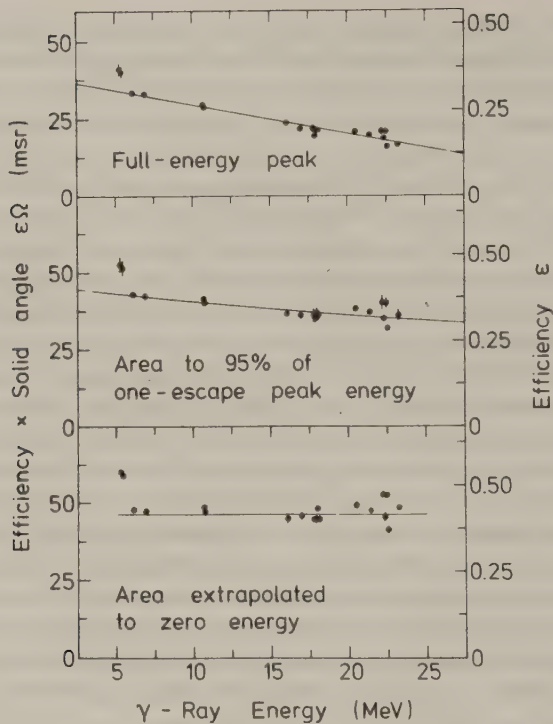
Die Fläche einer γ -Linie im akzeptierten Spektrum des NaI(Tl) Spektrometers wird im Line shape Fit Programm SHF über mehrere Bereiche ausgewertet, den Full-energy Peak allein (A_0), die Summe aus Full-energy und One-escape Peaks ($A_0(1+R_1)$, vergleiche Abschnitt 3.2), den Hauptbereich der Linie bis hinab zu 95% der Energie des One-escape Peaks sowie die bis zur Energie Null extrapolierte Gesamtlinie. Die beiden letztgenannten Linieninhalte werden durch Addition des numerisch ermittelten Integrals des Linienausläufers in den genannten Bereichen zu den Gauß-Linien gewonnen. Die bis zu 95% der Energie des One-escape Peaks, d. h. bis hinab zu $0.95 \cdot (E_\gamma - m_e c^2)$, integrierte Fläche der Linie ist mit dem geringsten systematischen Fehler behaftet. Dieser Linieninhalt wurde in allen weiteren Analysen benutzt. Insbesondere hängt diese Flächenangabe nicht von der gewählten Extrapolation des Linienausläufers ab; bei der Spektrenanalyse geht die Extrapolation nur indirekt in die Ausbeuten von γ -Linien unterhalb der höchstenergetischen Linie ein (man vergleiche Abschnitt 3.2). Die Übereinstimmung der Flächeninhalte aus Fits mit freien Linienformparametern und aus Fits mit gemäß der Systematik fest vorgegebenen Parametern auf besser als 0.3% bestätigt noch einmal die Güte der Anpassung.

Figur 3.13 zeigt das Produkt aus Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ und Raumwinkel Ω sowie die für einen geometrischen Raumwinkel von $\Omega = 111.6\text{ msr}$ resultierenden Werte ϵ in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden γ -Quanten, und zwar für drei der vier genannten Linienbereiche. Die Daten wurden durch Polynome angepaßt. Die funktionale Abhängigkeit für die bis zu 95% der Energie des One-escape Peaks integrierte Fläche lautet ("Efficiency-Kurve"):

$$(\epsilon / \text{sr}) = 4.652 \cdot 10^{-2} - 6.244 \cdot 10^{-4} \cdot (E_\gamma / \text{MeV}) + 6.007 \cdot 10^{-6} \cdot (E_\gamma / \text{MeV})^2 \quad (3.9)$$

Der typische Wert im hier interessierenden Bereich ist etwa 35 msr ($\epsilon = 0.31$).

Unter Einschluß der Fehler der Referenzdaten, unserer Targetdicken, der Ladungsnormierung sowie der Streuung gleichartiger Messungen wird die



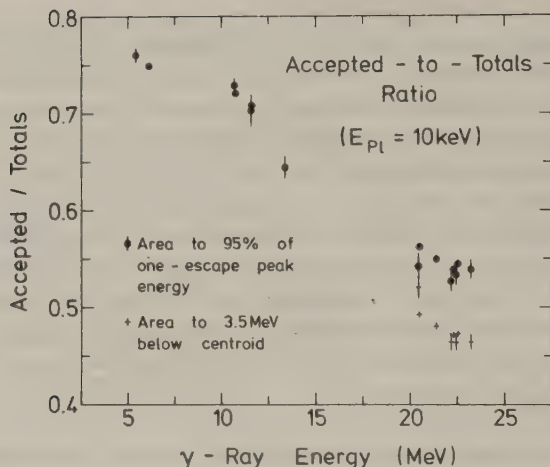
Figur 3.13: Efficiency des NaI(Tl) Spektrometers im Accept Spektrum, ausgewertet für drei verschiedene Bereiche einer γ -Linie. Der Umrechnung von $\epsilon\Omega$ auf ϵ liegt ein geometrischer Raumwinkel $\Omega = 111.6$ msr zugrunde.

Unsicherheit der in dieser Arbeit bestimmten Efficiency-Kurven insgesamt zu etwa 6% im Mittelennergiebereich ($E_\gamma = 6 - 12$ MeV) und geringer als 15% im Hochenergiebereich ($E_\gamma = 14 - 23$ MeV) abgeschätzt. Statistische Unsicherheiten sind gering. Der relative Verlauf der Efficiency-Kurve im Hochenergiebereich, dem für diese Arbeit interessanten Bereich, ist mit geringeren Fehlern bekannt. Am unteren Ende des Energiebereichs bestehen noch Diskrepanzen, die für diese Arbeit jedoch belanglos sind. Aufgrund des im Bereich $E_\gamma = 6 - 23$ MeV beobachteten glatten Verlaufs der Efficiency-Kurven ist die Extrapolation bis

hinauf zu $E_\gamma = 30$ MeV gerechtfertigt, was durch Vergleich mit Monte Carlo-Simulationen gestützt wird ([GroW 76], [Rog 82], [Fel 87]). Wegen unterschiedlicher Detektor- und Absorberkonfigurationen, nicht angegebener Absolutnormierung oder sonstiger unvollständiger Angaben kann jedoch ein direkter Vergleich dieser veröffentlichten Simulationsergebnisse mit den Meßergebnissen der vorliegenden Arbeit nicht durchgeführt werden. Aus denselben Gründen ist ein Vergleich mit in der Literatur zu findenden experimentell ermittelten Werten anderer Spektrometer nicht aufschlußreich (Stanford: $\varepsilon \approx 30\%$ für $E_\gamma = 22.5$ MeV [SufF 68]; Stony Brook: 40% bei 20 MeV [DieA 70]; TUNL: 20% bei 22 MeV [WelR 81]). Im Programm SHF stehen sämtliche Efficiency-Kurven zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten oder anderen Daten wie Resonanzstärken oder Targetdicken aus den analysierten Flächen der Linien zur Verfügung.

Eine weitere nützliche Information ist in Figur 3.14 enthalten, das Verhältnis zwischen den Anzahlen der im akzeptierten und der im totalen (Accept plus Reject) Spektrum des NaI Detektors enthaltenen Ereignisse. Es wurde unter der vollständigen Antikoinzidenzbedingung (Schwelle für jedes Plastikszintillator-Segment bei etwa 10 keV) ermittelt. Quantitativ wird deutlich, mit welchem Zählratenverlust der Auflösungsgewinn erkaufte wird. Die Werte für den Hauptbereich einer Linie sind etwas niedriger, bei Ausdehnung des Integrationsbereichs in den Linienausläufer hinein deutlich niedriger als bei früheren Detektoren. Dies ist eine Folge der höheren Sensitivität des Plastiksintillators.

Abschließend geben die in diesem und im vorigen Abschnitt enthaltenen Überlegungen Hinweise, welche Richtung bei der Entwicklung von Spektrometern für hochenergetische γ -Quanten eingeschlagen werden kann. "Hochenergetisch" kann jetzt γ -Energien im Bereich bis zu mehreren 100 MeV bedeuten; die Anforderungen lauten wie stets hohes Auflösungsvermögen und hohe Ansprechwahrscheinlichkeit. Aus dem oberen Teil von Figur 3.13 (kombiniert mit Figur 3.14) wird ersichtlich, mit welchem zusätzlichen Efficiency-Verlust der Versuch verbunden wäre, das Auflösungsvermögen durch einen zu 100% effizienten Antikoinzidenzdetektor in Richtung der in Figur 3.11 gezeigten Werte zu steigern. Damit ist klar, daß sich ein echter Gewinn nur erzielen läßt, wenn ein total absorbierendes Spektrometer seinem Namen weit besser gerecht wird. Ein solches System sollte aus einem inneren Detektor bestehen,



Figur 3.14: Verhältnis der Anzahl von Ereignissen im akzeptierten und im totalen Spektrum des NaI(Tl) Detektors, bestimmt unter Wirkung der vollständigen Antikoinzidenzbedingung. Die hochenergetischen Linien (γ_0 aus $^{11}\text{B} + p$) wurden mit zwei verschiedenen unteren Integrationsgrenzen ausgewertet.

am besten einem NaI(Tl) Kristall, der sowohl in Durchmesser als auch Tiefe größer als die bisherigen $25 \text{ cm } \varnothing \times 38 \text{ cm}$ großen Kristalle sein sollte. Direkte γ -Strahlung vom Target wird auf diesen Detektor kollimiert. Um den zentralen Detektor herum sollte sich ein in Koinzidenz betriebener "Backup" Detektor in Form eines segmentierten Szintillators guten Auflösungsvermögens befinden. Die in diesem Detektor deponierte Energie würde zu der im Zentralkristall nachgewiesenen Energie addiert, was die Linienverbreiterung durch die Fluktuationen der aus dem inneren Detektor entweichenden Schauerprodukte ohne Efficiency-Verlust kompensiert. Da der "Backup" Detektor im wesentlichen nur niederenergetische Quanten zu registrieren hat, könnte wahrscheinlich auch ein Material mit mäßigem Auflösungsvermögen (z.B. BGO) toleriert werden. Diese Anordnung sollte außen und vorn immer noch von einem in Antikoinzidenz arbeitenden segmentierten Plastikszintillator umgeben sein, um kosmischen Untergrund und noch entweichende elektromagnetische Schauerprodukte zu identifizieren und zu verwerfen.

3.4 Anwendung der Linienformanalyse³

In diesem Abschnitt wird eine Anwendung der Ergebnisse der Linienformanalyse im Bereich des Strahlungseinfangs leichter Projektile vorgestellt. Ziel der Untersuchung war die Bestimmung der intrinsischen Linienform des ersten angeregten Zustands von ^8Be .

Die niedrig liegenden Zustände des Kerns ^8Be sind Resonanzen des α - α Systems. Die scheinbare Form und Lage des in einer Kernreaktion mit leichten Teilchen oder über β -Zerfall bevölkerten ersten angeregten Zustands hängen unter Umständen stark von kinematischen Gegebenheiten und vor allem der Anwesenheit mehrerer konkurrierender Reaktionsmechanismen ab; dies hat zu stark divergierenden Angaben geführt [Ajz 84]. Beim Studium von Kernreaktionen mit geladenen Teilchen (und Neutronen) bleibt als Ausweg aus diesem Dilemma nur der Versuch, einen einzigen sequentiellen, über $^8\text{Be}^*$ ablaufenden Reaktionskanal mit Hilfe kinematisch vollständiger (und technisch aufwendiger) Koinzidenzexperimente zu isolieren. Zur Vervollständigung der von A. Szczurek und Mitarbeitern durchgeführten Untersuchung der $^9\text{Be}(d,\alpha)^4\text{He}$ Reaktion bei $E_d = 7\text{ MeV}$ [Szc 88] haben wir den ersten angeregten Zustand, $^8\text{Be}^*(2^+)$, mit Hilfe des vom Reaktionsmechanismus her völlig verschiedenen Strahlungseinfangs von Protonen an ^7Li studiert.

Wir erwarten, daß die Reaktion $^7\text{Li}(p,\gamma)^8\text{Be}$ im Bereich der Dipolriesenresonanzen weit weniger sensitiv auf Effekte des Reaktionsmechanismus ist. Nach dem Modell des direkt-semidirekten Strahlungseinfangs ([Bro 64], [CleL 65]) dominiert in der Nähe des Maximums der Riesenresonanz der semidirekte Einfang, der als Zwei-Stufen-Prozeß zu charakterisieren ist: Das einlaufende Nukleon regt kollektive Teilchen-Loch-Vibrationen (die Riesenresonanzen) an, die anschließend unter γ -Emission zerfallen (vergleiche auch [Sno 86]). Bei Einschubenergien in der Nähe des Maximums der Riesenresonanz auf dem ersten angeregten Zustand ($E_p \approx 7 - 8\text{ MeV}$) ändert sich der Einfangquerschnitt, integriert über die volle Breite des 2^+ Zustands, innerhalb eines

³ Die in diesem Abschnitt vorgestellte Studie des ersten angeregten Zustands von ^8Be wurde in Zusammenarbeit mit Dr. K. Bodek und Mgr. A. Szczurek (Jagellonische Universität Krakau, Polen) durchgeführt.

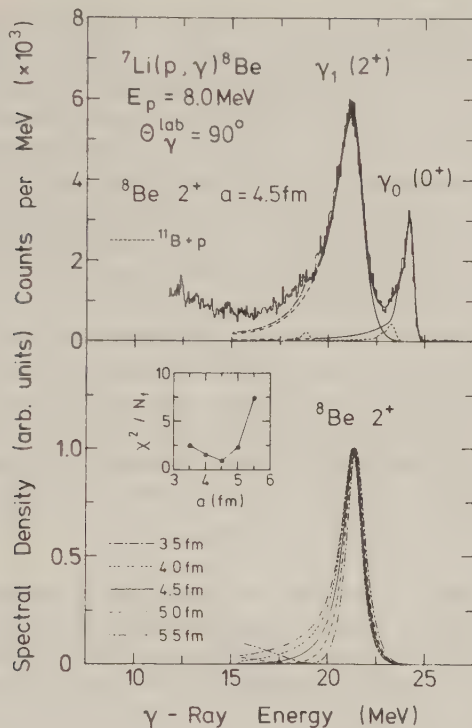
2 MeV breiten Intervalls um nicht mehr als 10 %. Umgekehrt erwarten wir daher, daß die γ_1 -Einfanglinie im Spektrum bei fester Einschußenergie ein getreues Abbild der intrinsischen Linienform dieses Zustands geben sollte. Diese intrinsische Form (spektrale Dichte)

$$\kappa_\ell(E_{\alpha\alpha}) = \text{const.} \cdot \frac{1}{P_\ell(E_{\alpha\alpha})} \cdot \sin(\delta_\ell(E_{\alpha\alpha}) + \Phi_\ell(ka)) \quad (3.10)$$

wurde von A. Szczyrek im Rahmen der R-Matrix-Theorie aus den wohlbekannten α - α Streuphasen für $\ell = 2$ berechnet; δ_ℓ und $\Phi_\ell(ka)$ sind die elastische und die Harte-Kugel Streuphasen, P_ℓ ist die übliche Penetrabilität. Durch diesen Ausdruck werden die unbekannten Parameter der R-Matrix-Theorie auf einen einzigen reduziert, den Kanalradius a .

Das Experiment wurde bei $E_p = 7.50$ und 8.00 MeV unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$ durchgeführt. Protonenstrahlen mit einer Intensität von etwa 500 nA wurden auf Li_2CO_3 -Targets geschossen. Li_2CO_3 natürlicher Isotopenzusammensetzung war mit einer nominellen Massenbelegung von $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ auf dünne Kohlenstoff-trägerfolien aufgedampft; die Targets standen unter 45° zur Strahlrichtung. Zwecks Minimierung von Pile-up wurde die Zählrate des NaI(Tl) Detektors bei $2.5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ gehalten.

Das bei $E_p = 8.00$ MeV aufgenommene Spektrum und seine Analyse sind in Figur 3.15 gezeigt. Die γ_0 und γ_1 -Linien sind klar getrennt. Es wurden keine Anstrengungen zur Bestimmung der Targetdicke und damit absoluter Wirkungsquerschnitte gemacht; anhand der relativen Ausbeuten von γ_0 und γ_1 kann die Beobachtung der TUNL-Gruppe [ManR 81] bestätigt werden, daß der Wirkungsquerschnitt für γ_1 auf etwa 70 % des von Stanford angegebenen Werts [FisP 76] zu reduzieren ist. Unterhalb von $E_\gamma \approx 18$ MeV steigt das Spektrum aufgrund der Vielzahl der Targetbestandteile und aufgrund von Wechselwirkungen schneller Neutronen aus der extrem starken ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ Neutronenquelle mit dem Spektrometer (vergleiche Abschnitt 3.6) wieder an. Wegen des hohen Q-Werts der ${}^7\text{Li}(p,\gamma)$ Reaktion kann allein eine Verunreinigung des Targets mit ${}^{11}\text{B}$ oder ${}^{19}\text{F}$ den interessanten Spektrenbereich oberhalb 19 MeV stören. Während ${}^{19}\text{F}$ nicht gefunden wurde, mußte eine Verunreinigung des Ausgangsmaterials mit Bor konstatiert werden (weniger als $0.4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Diese ist auch in den Niederenergiespektren durch γ -Linien aus inelastischer Streuung ${}^{11}\text{B}(p,p'\gamma)$ zu erkennen. In den Spektrenfits wurden die ${}^7\text{Li}(p,\gamma_0){}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ und



Figur 3.15: Analyse des bei $E_p = 8.0 \text{ MeV}$ aufgenommenen Spektrums der Reaktion ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$. Der obere Teil der Figur enthält das gemessene Spektrum zusammen mit dem Fit an die ${}^7\text{Li}(p, \gamma_0)$ und ${}^7\text{Li}(p, \gamma_1)$ Linien (ausgezogene Linien) sowie diejenigen der Störreaktion ${}^{11}\text{B}(p, \gamma)$ (gestrichelt). Die intrinsische Form des ${}^8\text{Be}^*(2^+)$ Zustands wurde hier für $a = 4.5 \text{ fm}$ berechnet. Untere Grenze des Fitbereichs ist $E_\gamma = 19.5 \text{ MeV}$; die Fortsetzung aller Linien zu kleineren Energien hin ist strichpunktiert gezeichnet. Der bei $E_\gamma = 12.44 \text{ MeV}$ sichtbare Peak rührt aus der Reaktion ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ her. Der untere Teil der Figur zeigt die spektralen Dichtefunktionen für fünf Werte des Kanalradius sowie die Abhängigkeit des reduzierten χ^2 vom Kanalradius ($\chi^2 = 0.924$ für $a = 4.5 \text{ fm}$).

${}^7\text{Li}(p, \gamma_1){}^8\text{Be}^*$ Linien sowie die Störlinien γ_0 und γ_1 aus ${}^{11}\text{B}(p, \gamma){}^{12}\text{C}$ berücksichtigt. Die Linien des Einfangs in den Grundzustand von ${}^8\text{Be}$ sowie die beiden

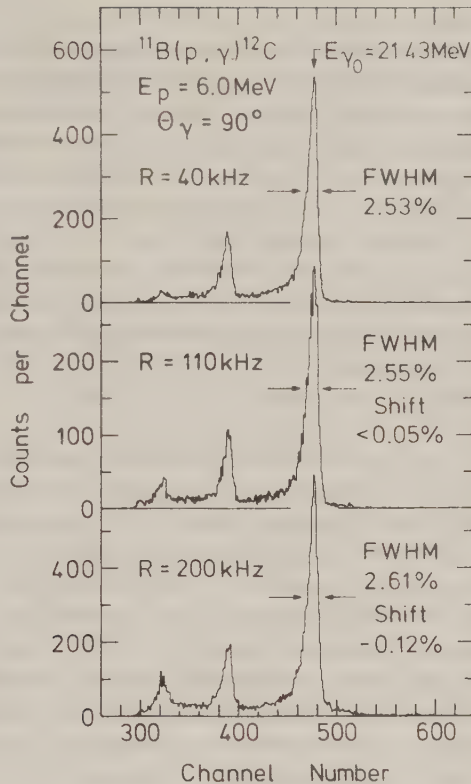
^{12}C -Zustände sind allein durch die instrumentelle Linienform gegeben. Die berechnete intrinsische Linienform des $^8\text{Be}^*(2^+)$ Zustands wurde mit der energieabhängigen Response Funktion des Detektors gefaltet. Die Fläche der $^{11}\text{B}(p,\gamma_1)$ Linie wurde gemäß den bekannten Wirkungsquerschnitten auf die γ_0 -Fläche bezogen. Damit gab es in einem Fit vier freie Fitparameter, drei Linienflächen und eine gemeinsame, geringfügige Verschiebung aller Linienpositionen um 16 keV gegen die bekannte Kalibrierung des Spektrums. Die Fitprozedur wurde mit verschiedenen spektralen Dichten durchgeführt, die für fünf Werte des Kanalradius ($a = 3.5 - 5.5$ fm in Schritten von 0.5 fm) berechnet wurden. Bei Variation der unteren Grenze des Fitbereichs zwischen 19 und 21 MeV in Schritten von 0.5 MeV ergab sich keine Abhängigkeit der Fitqualität von den gewählten Grenzen. Allein Position und hochenergetische Flanke von γ_1 (d. h. kleine Werte von $E_{\alpha\alpha}$) reagieren sehr sensitiv auf die zugrundeliegende Form der spektralen Dichte. Ein optimaler Fit wurde stets für den Kanalradius $a = 4.5$ fm erzielt (vergleiche Figur 3.15). Dieses Ergebnis ist in bester Übereinstimmung mit der aus der Analyse des $^9\text{Be}(d,t\alpha)^4\text{He}$ Experiments gezogenen Konsequenz [Szc 88].

Wir haben in diesem Experiment demonstriert, daß die detaillierte Kenntnis der Response Funktion des NaI(Tl) Spektrometers den Rückschluß auf die intrinsische Linienform eines breiten Endzustands in einer Kernreaktion selbst dann ermöglicht, wenn die Detektorauflösung nur um einen Faktor 2 kleiner ist als die Breite des Zustands.

3.5 Verhalten bei hoher Zählrate

Das Verhalten des Spektrometers bei drastischer Variation der Zählrate wurde mehrfach getestet, wiederum unter Verwendung der Reaktion $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$. Ergebnisse eines dieser Tests sind in Figur 3.16 dargestellt, ausgeführt noch zu der Zeit, als der $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Neutronenabsorber nicht vorhanden war. Ähnliche Tests wurden mit gleichem Ergebnis mit dem kompletten System durchgeführt. Bei Verwendung des vollen Stabilisierungssystems (siehe Abschnitt 2.5) sind für Zählraten des NaI(Tl) Detektors bis zu etwa 10^5 s^{-1} oberhalb der 1 MeV-Schwelle keine signifikante Verschiebung der Linienposition und keine Verschlechterung der Auflösung zu beobachten. Bei höheren Raten bis $2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$

Figur 3.16: Verhalten des Spektrometers bei verschiedenen Zählraten R im NaI(Tl) Detektor oberhalb der 1 MeV-Schwelle. Die Spektren wurden noch ohne $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Neutronenabsorber aufgenommen. Der mit steigender Zählrate deutlich wachsende Peak bei Kanal 323 resultiert aus dem Pile-up zweier $^{127}\text{I}(n,\gamma)^{128}\text{I}$ Ereignisse.



treten nur eine geringfügige Verschiebung der Position nach unten hin (weniger als 0.2%) sowie eine leichte Vergrößerung der Linienbreite auf. Ein großer Teil dieser Auflösungsver schlechterung ist auf erhöhten Pile-up Untergrund zurückzuführen. Bei diesen Zählraten im NaI(Tl) Detektor erreichte die Rate im Plastiksintillator oberhalb der 10 keV-Schwelle $5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Erst bei noch höheren Zählraten, etwa oberhalb $4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ im NaI Detektor, beginnt erratic Verhalten des Spektrometers. Die Gründe hierfür sind bekannt: Zum einen sind sie in der dann unzureichenden Abschirmung (z. Zt. nur Blei) des kleinen NaI(Tl) Referenzdetektors für die Intensitätsstabilisierung der LED zu

suchen; der erhöhte Neutroneneinfall führt zur Deformation seines Spektrums und damit zur Irreführung des im Niederenergiebereich (1.27 und etwa 2.5 MeV) arbeitenden Stabilizers. Zusätzliche Abschirmung dieses Detektors mit Neutronenmoderator und Absorber (boriertes Paraffin oder Polyäthylen außerhalb der Bleiabschirmung) würde Abhilfe schaffen. Zum anderen muß Pile-up niederenergetischer Ereignisse oberhalb der LED-Linie im großen NaI(Tl) Detektor zwangsläufig zu einer fälschlichen Erniedrigung der Verstärkung durch den Gain Control Amplifier führen. Dieses Fehlverhalten ist damit zählratenabhängig, ist aber erst oberhalb etwa $1.2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ zu beobachten. Man kann sich elektronische Schemata vorstellen, die durch Pile-up verfälschte LED-Impulse vor dem Gain Control Amplifier abfangen, womit die LED-Linie aber nicht mehr zur Messung der Pile-up Rejection Efficiency und von Totzeiten zur Verfügung stehen würde.

Bis hinauf zu Zählraten um 10^5 s^{-1} haben wir stets einwandfreies Funktionieren des Spektrometers festgestellt. Dies gilt sowohl für die Stabilisierung der Verstärkung und die Erhaltung des Auflösungsvermögens, vor allem aber – und für Wirkungsquerschnittsmessungen wesentlich wichtiger! – für die Erhaltung der Linienform, abgesehen von Pile-up, sowie die korrekte Bestimmung sämtlicher Totzeiten (siehe Abschnitt 2.5). Bei Zählraten des NaI(Tl) Detektors (oberhalb 1 MeV) von $(3 - 15) \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ lagen die beobachteten Gesamt-totzeiten bei 10 – 45 %. Während der Messungen dieser Arbeit zum Schwerionenstrahlungseinfang haben wir uns jedoch stets auf den Zählratenbereich bis zu $6 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ im NaI(Tl) Detektor oberhalb 1 MeV beschränkt; einziger (!) Grund hierfür war die Minimierung des Auftretens von Pile-up – im Gegensatz zur perpetuierten Darstellung gegenteiliger Aussagen in [PutK 88] und [DecK 88]. In diesem Zählratenbereich waren die Totzeiten geringer als 20 %. In Experimenten, in denen der Pile-up vieler niederenergetischer Impulse durch externe Bedingungen (z. B. Koinzidenz mit anderen Detektoren, siehe [ColS 82]) eliminiert wird, kann das Spektrometer bedenkenlos bei wesentlich höheren Zählraten eingesetzt werden; natürlich wird dadurch nicht Pile-up niederenergetischer Signale mit einem interessanten hochenergetischen γ -Quant vermieden.

Die Empfindlichkeit von Photomultipliern gegenüber Zählrateneinflüssen stellt eine Fehlerquelle bei Messung absoluter Wirkungsquerschnitte dar. Für den großen NaI(Tl) Detektor rührt sie aus dem Prinzip der Verstärkungsstabilisierung

sierung her, die im linearen Zweig des Elektroniksystems über den Gain Control Amplifier durchgeführt wird (vergleiche Abschnitt 2.5), nicht aber durch Rückkopplung auf die Photomultiplier selbst. Demzufolge unterliegen die in den Constant-fraction Diskriminatoren für den NaI Detektor gesetzten festen Spannungsschwellen Schwankungen der entsprechenden Energiewerte auf einem Niveau von 5–10 %. Dies könnte nur die Effizienz des Pile-up Rejectors über die Low-Schwelle (Sollwert etwa 250 keV) beeinflussen. In der Praxis konnte ein solcher Einfluß in manchen Fällen in geringem Maße festgestellt werden, d. h. der Anteil des restlichen Pile-up am akzeptierten Spektrum kann leicht variieren; die Korrektur aller physikalischen und elektronischen Totzeiten wird jedoch stets korrekt ausgeführt. Verstärkungsschwankungen der Photomultiplier am Plastiksintillator bewirken ebenfalls Änderungen der den Schwellen zugeordneten Energiewerte (Soll etwa 10 keV). Eine dadurch wechselnde Effizienz des Plastiksintillators würde direkt die Linienform und die Efficiency des NaI Detektors im Accept Spektrum verändern, zusätzlich ist der Anteil zufälliger Koinzidenzen natürlich eine Funktion der Zählrate. Der letztgenannte Effekt wird durch korrekte Bestimmung der Totzeit kompensiert (vergleiche Abschnitt 2.5), während der erstgenannte nicht beobachtet werden konnte.

Die Langzeitstabilität der Verstärkung des großen NaI(Tl) Detektors wird durch die LED-Kreise auf einem Niveau von etwa 0.5 % über Zeiträume von mehreren Tagen hinweg erhalten. Längere ununterbrochene Strahlzeiten mit Dauern von mehr als einer Woche (für die Messungen dieser Arbeit bis zu 1 1/2 Wochen) sind mit größeren Verschiebungen der Linienpositionen von etwa 1–2 % verbunden, und zwar stets zu geringerer Verstärkung hin. Ein klarer Grund für dieses nur unter Strahlbedingungen deutliche Verhalten konnte nicht gefunden werden. Es ist möglich, daß hier das Langzeitverhalten der LED eine Rolle spielt, von der hohe Lichtintensität abverlangt wird. Weiterhin haben wir im Laufe verschiedener Strahlzeiten während des mehr als zweijährigen Betriebs des Spektrometers eine zunehmende Anfälligkeit in Bezug auf Verstärkungsinstabilitäten beobachtet. Dies äußert sich in dem während einer Strahlzeit immer größer werdenden Regelbereich des Gain Control Amplifiers. Weiterhin scheinen auch die Photomultiplier selbst einer Alterung zu unterliegen, da das sich verschlechternde Auflösungsvermögen des Detektors durch Entfernung des alternden Lichtleitfets und erneutes Kleben der Photomultiplier nicht vollkommen auf den ursprünglichen Wert gebracht werden konnte.

3.6 Neutronensensitivität

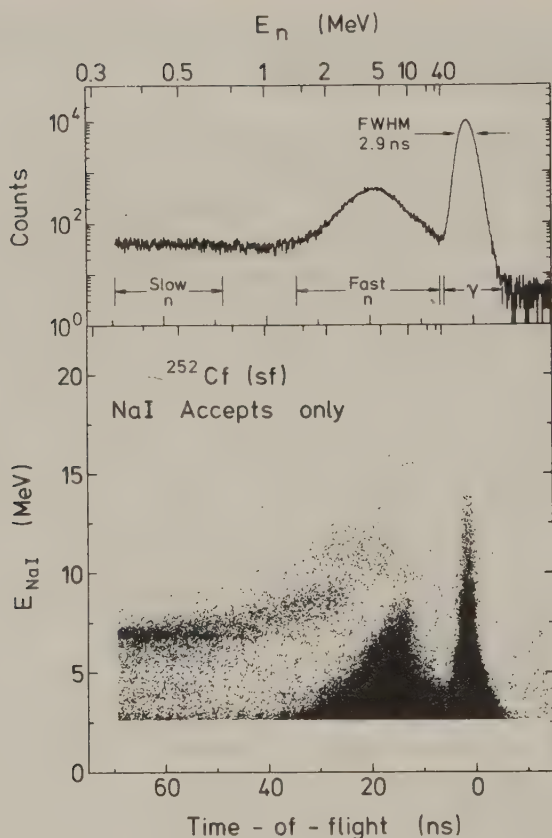
Zur Untersuchung des durch Neutronen induzierten Untergrunds wurde ein Koinzidenzexperiment mit einer ^{252}Cf -Spaltquelle durchgeführt. Messung der Zeitdifferenz zwischen Spaltereignis und Registrierung eines Folgeprodukts (Neutron oder γ -Quant) im NaI(Tl) Detektor, d. h. der Flugzeit, gestattet die Diskriminierung von Neutronen- und γ -Ereignissen und stellt eine "Tagged neutron" Quelle mit kontinuierlichem Spektrum bereit. Die mit der Spaltquelle simulierten Bedingungen trifft man ähnlich bei Messungen des Schwerionenstrahlungseinfangs an. Das Spektrum der Spaltneutronen läßt sich für nicht zu hohe Energien befriedigend durch eine Maxwell-Verteilung mit einem Temperaturparameter $kT = 1.42 \text{ MeV}$ beschreiben, die Neutronenenergien reichen bis zu $E_n \approx 30 \text{ MeV}$; die mittlere Multiplizität ist 3.8 (siehe [Man 87]). Das im statistischen Modell (vergleiche Kapitel 5) berechnete Neutronenspektrum aus der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ bei $E_{c.m.} = 7.5 \text{ MeV}$ (d. h. 1 MeV oberhalb der Coulomb-Barriere) weist im Bereich bis zu 4 MeV Ähnlichkeit mit einer Maxwell-Verteilung zu $kT \approx 1.5 \text{ MeV}$ (im Schwerpunktsystem) auf, oberhalb tritt ein Überschuß schneller Neutronen auf. Der kinematische Endpunkt ist in diesem Fall $E_n = 19.2 \text{ MeV}$ (Laborsystem, $\Theta = 0^\circ$) bzw. 14.8 MeV ($\Theta = 90^\circ$), die Multiplizität wird zu 1.4 abgeschätzt. Das von den Spaltfragmenten aus der spontanen Spaltung von ^{252}Cf emittierte Spektrum von γ -Quanten wird von einer intensiven niederenergetischen Komponente ($E_\gamma \leq 7.5 \text{ MeV}$) beherrscht, zusätzlich tritt eine vergleichsweise seltene – dafür umso interessantere – hochenergetische Komponente ($E_\gamma \approx 10 - 15 \text{ MeV}$) auf.

In der verwendeten ^{252}Cf -Spaltquelle⁴ wird mindestens eines der Spaltfragmente in 2π -Geometrie nachgewiesen. Das ^{252}Cf -Material befindet sich in einer gasgefüllten Ionisationskammer. Die Diskriminierung zwischen den in der Kammer nachgewiesenen Spaltfragmenten und α -Teilchen ist aufgrund der wesentlich größeren Impulse der schweren Fragmente leicht möglich. Die Zählrate der Spaltereignisse betrug 81500 s^{-1} , diejenige im NaI Detektor 2400 s^{-1} . Die Messung wurde in derselben Geometrie durchgeführt wie die Experimente zum Strahlungseinfang, der Abstand zwischen Spaltquelle und Frontfläche des

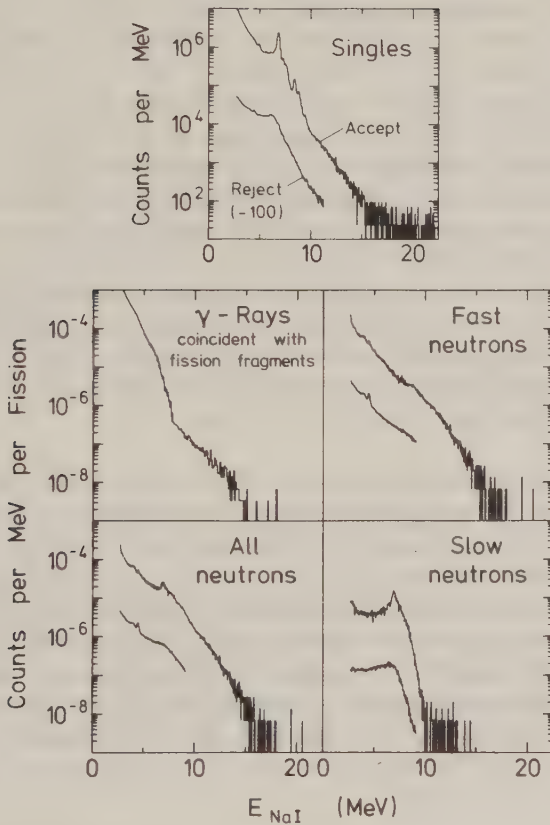
⁴ Die Cf-Spaltquelle mit Ionisationskammer wurde freundlicherweise von der PTB Braunschweig durch Herrn Dr. R. Böttger zur Verfügung gestellt.

NaI(Tl) Kristalls betrug 48 cm. Die Datenaufnahme für das NaI Spektrometer geschah wie üblich im Listmode, erweitert um die Messung der Flugzeit zwischen Spaltkammer und NaI(Tl) Detektor.

Figur 3.17 gibt eine zweidimensionale Darstellung der im NaI(Tl) Detektor nachgewiesenen Energie gegen die Flugzeit, wobei nur die elektronisch akzeptierten Ereignisse im Spektrometer dargestellt sind. Die Projektion dieser Daten auf die Zeitachse ist ebenfalls gezeigt; man erkennt die klare Separation von durch γ -Quanten, schnelle und langsame Neutronen ausgelösten Ereignissen. Die Zeitauflösung zwischen NaI(Tl) Detektor und Spaltkammer lag bei 2.9 ns (FWHM) für eine untere Schwelle von $E_\gamma = 2.5$ MeV und bei 1.7 ns für 7 MeV; die der Spaltkammer eigene Zeitauflösung wurde zu 0.5 ns abgeschätzt. Zur Festlegung des Zeitnullpunkts wurde eine mittlere Eindringtiefe von 8 cm in den NaI(Tl) Kristall hinein zugrundegelegt, was derjenigen von 6 MeV γ -Quanten entspricht. Die mit diesem Flugweg berechnete Skala der Neutronenenergie soll jedoch nur einen Anhaltspunkt liefern, zu längeren Flugzeiten hin wächst ihre Unsicherheit aufgrund zunehmender Anzahl von Streuprozessen vor der sichtbaren Wechselwirkung mit dem NaI(Tl) Detektor. Neutroneninduzierte Ereignisse wurden zeitlich korreliert nur bis zu Neutronenenergien von wenigen hundert keV erfaßt; insbesondere sind thermische Neutronen nicht in Figur 3.17 enthalten. Figur 3.18 zeigt die Energiespektren des Spektrometers. Im oberen Teil ist das "Singles" Spektrum dargestellt, d. h. die ohne Berücksichtigung von Signalen der Spaltkammer projizierten Daten; hier sind die durch thermische Neutronen ausgelösten Ereignisse vorhanden, sie stellen die dominanten Linien. Im unteren Teil sind die in Koinzidenz mit Spaltfragmenten registrierten Ereignisse gezeigt, ausgewertet unter vier verschiedenen Bedingungen an die Flugzeit. Die Ordinatenskala für die letztgenannten Spektren ist auf *ein* Spaltereignis bezogen, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Spektrometers ist nicht herausdividiert. Der vom Bleikollimator aufgespannte Raumwinkel betrug $\Omega = 112$ msr, er ist jedoch nur für γ -Strahlung relevant; bezüglich der Efficiency für γ -Quanten vergleiche Abschnitt 3.3. Eine weitergehende quantitative Analyse der Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen (also Division durch das Quellspektrum) wird nicht durchgeführt, da die Festlegung der Neutronenenergie aus der gemessenen Flugzeit aufgrund der Spektrometergröße und -geometrie für diesen Zweck zu ungenau ist.



Figur 3.17: Zweidimensionale Darstellung der im NaI(Tl) Detektor nachgewiesenen Energie gegen die Flugzeit zwischen Spaltkammer und NaI Kristall, wobei nur die Accept Ereignisse enthalten sind (unten); jeder Punkt entspricht einem Ereignis. Projektion dieser Daten auf die Flugzeitachse, zusammen mit den Koinzidenzzeitfenstern für Figur 3.18 (oben). Bezüglich der Festlegung des Zeitnullpunkts und der Neutronenenergieskala vergleiche den Text.

^{252}Cf Fission Source

Figur 3.18: Energiespektren des NaI Spektrometers, jeweils aufgeteilt in Accept und Reject Anteile. "Singles" Spektren sind ohne Berücksichtigung der Spaltkammer gewonnen (oben); die in Koinzidenz mit Spaltfragmenten aufgenommenen Daten (unten) gehören zu den in Figur 3.17 gezeigten Zeitfenstern, wobei das als "all neutrons" bezeichnete Fenster alle koinzident erfaßten Neutronenereignisse umfaßt. Durch thermische Neutronen ausgelöste Ereignisse sind nur im Singles Spektrum enthalten. Bezüglich der Ordinatenkalen und der in den einzelnen Spektren sichtbaren Linien vergleiche den Text.

In Gegenwart eines Neutronenflusses sind im Spektrum des NaI(Tl) Detektors stets die aus Einfang langsamer, vorwiegend thermischer Neutronen herrührenden Linien sichtbar, dominierend im "Singles" Spektrum von Figur 3.18. Der Einfang findet an allen innerhalb des Spektrometers vorhandenen Materialien statt. Unter den Einfanglinien ragt die Linie aus $^{127}\text{I}(n,\gamma)^{128}\text{I}$ heraus ($Q = 6.83 \text{ MeV}$); sie wird durch Neutronen hervorgerufen, die trotz des $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Absorbers in den NaI(Tl) Kristall eindringen. Da dieser Einfang im Kristall selbst stattfindet, wird die gesamte zur Verfügung stehende Energie $Q + E_{n.c.m.}$ deponiert. Dieser Prozeß ist über alle Neutronenergien hinweg als Band in Figur 3.17 sichtbar, moduliert durch den Verlauf des Neutronenspektrums und des Einfangquerschnitts ($\sigma_{\text{therm}} = 6.2 \text{ b}$). Einfang an ^{23}Na ($Q = 6.96 \text{ MeV}$, $\sigma_{\text{therm}} = 0.53 \text{ b}$) ist stark unterdrückt. Weitere Quellen intensiver Einfanglinien sind das Gehäuse des NaI Detektors (Al, Cr), die dünne Edelhüllhülle des Plastiksintillators sowie der Plastiksintillator selbst ($Q(^{12}\text{C}) = 4.95 \text{ MeV}$, $Q(^1\text{H}) = 2.22 \text{ MeV}$). Diese Linien lassen sich z. B. anhand des Tabellenwerks von Lone und Mitarbeitern [LonL 81] identifizieren.

Die dominierenden sichtbaren Wechselwirkungen schneller Neutronen im Spektrometer sind inelastische Streuprozesse, weiterhin auch Kernreaktionen mit geladenen Teilchen im Ausgangskanal. Unter den inelastischen Streuprozessen überwiegen diejenigen an ^{127}I ; die Emission geladener Teilchen aus Reaktionen $^{23}\text{Na} + n$ ist in den Ausgangskanälen zwar nur durch im Vergleich zu $^{127}\text{I} + n$ geringere Coulomb-Barrieren behindert, jedoch sind alle Q -Werte für $^{23}\text{Na}(n,x)$ mit $x = p, d, \alpha$ negativ, während $^{127}\text{I}(n,p)$ einen sehr geringen und $^{127}\text{I}(n,\alpha)$ sogar positiven Q -Wert ($Q = 4.28 \text{ MeV}$) hat. In dieser Messung konnte im Energiespektrum des NaI(Tl) Detektors nur die inelastische Streuung von Neutronen an ^{12}C im Plastiksintillator ($E_\gamma = 4.44 \text{ MeV}$, Reject Spektrum, Figur 3.18) isoliert werden.

Die Wirkung des $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Neutronenabsorbers hängt vom Neutronenspektrum und der vorhandenen Moderation ab. Als Moderator wirkt im gewählten Aufbau nur der Plastiksintillator selbst. Durch die vorhandene Abschirmung wird die 6.83 MeV Linie aus Einfang thermischer Neutronen an ^{127}I im Accept Spektrum um einen Faktor 4-5 abgeschwächt, im totalen Spektrum (Accept plus Reject) um 3-4. Diese Werte wurden bei Bestrahlung mit einer AmBe-Quelle ermittelt, sie zeigen die Unterlegenheit von $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ gegenüber einem

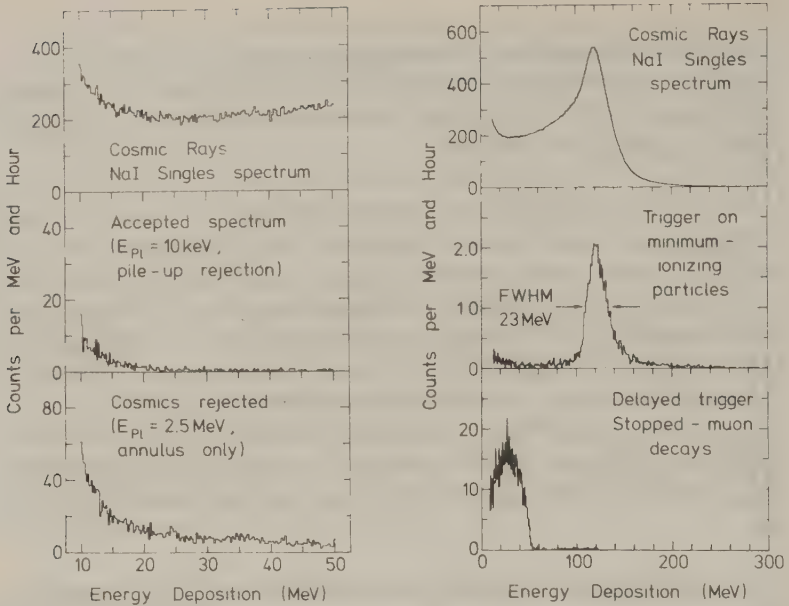
${}^6\text{LiH}$ -Absorber gleicher Dicke (Abschwächungsfaktor 8 - 10, [SanC 84]). Wir haben zwecks Erhaltung der guten Auflösung und speziell des geringen Linienausläufers für γ -Quanten stets auf weitere Moderatoren (z. B. Paraffin) und Absorber (z. B. ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Pulver im Kollimatorloch) zwischen Target und Spektrometer verzichtet.

Die erste quantitative Interpretation eines Spektrums hochenergetischer γ -Strahlung als Evidenz für Riesenresonanzen, die auf der Vielzahl von angeregten Kernzuständen aufgebaut sind, stammt von Dietrich und Mitarbeitern mit ihrer Messung und Analyse des γ -Spektrums nach spontaner Spaltung von ${}^{252}\text{Cf}$ [DieB 74]. Im Spektrum der in prompter Koinzidenz mit Spaltfragmenten nachgewiesenen γ -Quanten in Figur 3.18 ist der mittlerweile wohlbekannte Riesenresonanz-"Bump" als deutliche Überhöhung um $E_\gamma \approx 10 - 15 \text{ MeV}$ zu erkennen. Man vergleiche hierzu Abschnitt 1.1.2 und Figur 1.1. Das in Figur 3.18 gezeigte Spektrum ist in guter quantitativer Übereinstimmung mit den älteren Daten [DieB 74], wenn man die Efficiency des NaI Spektrometers berücksichtigt.

Die in diesem Abschnitt vorgestellte Messung soll nur zur qualitativen Beurteilung des durch Neutronen induzierten Untergrunds dienen. Messungen des Strahlungseinfangs mit gepulstem Strahl hätten quantitative Ergebnisse für den möglichen Untergrundbeitrag erbracht, wären jedoch wegen des Verlusts an Strahlintensität nicht in vergleichbarer Zeit durchzuführen gewesen. (Die Aufnahme der Spektren in Figur 3.17 und 3.18 dauerte 13 Stunden.) Nicht zuletzt demonstriert das gewonnene γ -Spektrum nach Spaltung von ${}^{252}\text{Cf}$ die Möglichkeit der Anwendung eines NaI(Tl) Spektrometers mit guter Auflösung und hoher Verstärkungsstabilität im Bereich kontinuierlicher Spektren.

3.7 Kosmische Höhenstrahlung

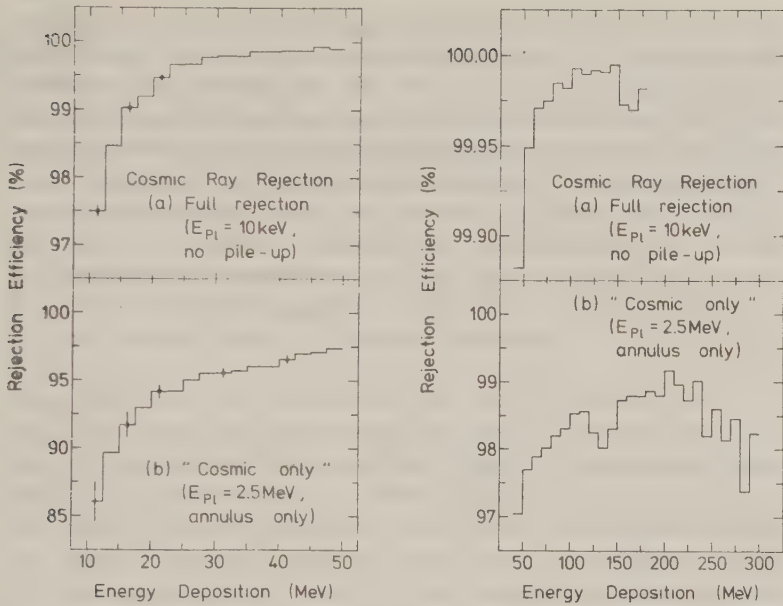
Ereignisse aus kosmischer Strahlung (vorwiegend Myonen) stellen meist die stärkste Untergrundquelle im hochenergetischen Bereich des Spektrums eines NaI(Tl) Spektrometers dar. Bei Messung kleiner Wirkungsquerschnitte übertrifft ihre Zählrate diejenige der gesuchten hochenergetischen γ -Quanten auch bei optimaler Luminosität oft um weit mehr als eine Größenordnung; der



Figur 3.19: Energiespektren des NaI(Tl) Detektors aus Ereignissen kosmischer Höhenstrahlung. Beim rechten Teil der Abbildung handelt es sich nur um Einzelspektren, aufgenommen ohne Antikoinzidenzbedingung mit dem Plastiksintillator. Man beachte die unterschiedlichen Energieskalen in beiden Teilen der Abbildung.

auf den $25.4 \text{ cm} \varnothing \times 25.4 \text{ cm}$ großen NaI(Tl) Kristall einfallende Myonenfluß ist etwa 11.6 s^{-1} (d. h. $42\,000 \text{ h}^{-1}$ [PDG 86]). Die Identifizierung solcher Ereignisse durch den Plastik-Antikoinzidenzdetektor mit mehr als 99 % Effizienz ist unabdingbare Voraussetzung für Gewinnung weitgehend untergrundfreier γ -Spektren. Im Bochumer Spektrometer geschieht diese Eliminierung in mehreren Stufen, im Energiebereich von 15 bis 30 MeV wird eine mittlere Effizienz von 99.5 % erzielt.

Im linken Bild in Figur 3.19 sind die Spektren in dem für γ -Spektroskopie interessanten Energiebereich gezeigt, und zwar das Einzelspektrum des NaI(Tl) Detektors sowie die nach zwei Niveaus der Elimination verbleibenden



Figur 3.20: Effizienz der Elimination kosmischen Untergrunds durch die verschiedenen Stufen der Antikoinzidenz und Pile-up Erkennung.

Untergrundspektren. Figur 3.20 zeigt die zugehörigen Werte für die Effizienz der Identifizierung dieser Untergrundereignisse. Für maximale Unterdrückung sind sowohl die Antikoinzidenz mit dem gesamten Plastiksintillator bei sehr niedrigen Schwellen (hier 10 keV pro Segment) als auch die Identifizierung von Zerfällen von im NaI(Tl) Kristall gestoppten Myonen durch den High-high Pile-up Rejector notwendig (vergleiche Abschnitt 2.5). Versucht man, durch eine schwächere Antikoinzidenzbedingung die γ -Ansprechwahrscheinlichkeit des Spektrometers um etwa einen Faktor 2 zu steigern, elektronisch realisiert durch eine hohe Schwelle von etwa 2.5 MeV für den gesamten Ringdetektor, so geht dies nicht nur zu Lasten der Linienform. Trotz des großen Energieverlusts der Myonen im Plastiksintillator (20 MeV Energieverlust für minimal ionisierende Teilchen in 10 cm Plastik) sinkt die Unterdrückungseffizienz für

kosmischen Untergrund drastisch. Ein eindeutiger Grund für die Energieabhängigkeit der Unterdrückung ist nicht bekannt. Das elektronische Timing wurde mit aller gebotenen Sorgfalt eingestellt. Die Zeitauflösung zwischen NaI(Tl) und Plastikdetektoren für Höhenstrahlungseignisse liegt bei 5 ns (FWHM), wobei man die Größe der Szintillatoren und die Anzahl der Photomultiplier berücksichtigen sollte. Der verbleibende Untergrund im elektronisch akzeptierten Spektrum zeigt im wesentlichen einen flachen Verlauf, der sich innerhalb des engen Bereichs des interessierenden γ -Spektrums als konstant ansehen läßt (Figur 3.19, linker Teil). Dies rechtfertigt die Behandlung des kosmischen Untergrunds im Line shape Fit Programm SHF, wo dieser durch Mittelwertbildung in einem Bereich oberhalb der γ -Linien bestimmt wird.

Im rechten Bild von Figur 3.19 sind Spektren über einen sehr großen Bereich der im NaI(Tl) Detektor deponierten Energie dargestellt; diese sind ohne Berücksichtigung der Signale des Plastiksintillators gewonnen. Es wird die spezielle Form des kosmischen Spektrums und einzelner seiner Komponenten demonstriert. Das Einzelspektrum reflektiert die Energieverteilung der Myonen (mittlere Energie etwa 2 GeV), die Energieverlustkurve (dE/dx) und die nicht festgelegte Weglänge im NaI Kristall. Für das im mittleren Teil gezeigte Spektrum wurde der Weg der Myonen durch den großen NaI(Tl) Kristall mittels einer Dreifachkoinzidenz mit zwei weiteren kleinen NaI(Tl) Detektoren, die sich senkrecht oberhalb und unterhalb des Spektrometers befanden, auf die Länge von 25 cm festgelegt. Diese Bedingung läßt den Peak der minimal ionisierenden Teilchen deutlicher hervortreten; dies ist eine gängige Methode zur Energiekalibrierung im Hochenergiebereich. Im unteren Teil der Figur schließlich ist das aus dem Zerfall von im Kristall gestoppten Myonen resultierende Spektrum dargestellt. Hierzu wurde das Fast Linear Gate nur für solche Impulse geöffnet, die zwischen 450 ns und 25 μ s nach einem ersten Impuls, dem Eintritt des Myons in den Detektor, auftraten. Damit wurden nur die Zerfallsimpulse der Datenerfassung zugeführt, ohne Pile-up von Eintritts- und Zerfallsimpuls. Das hier gezeigte Singles Spektrum des NaI(Tl) Detektors liegt im Hochenergiebereich unterhalb des erwarteten Spektrums aus dem Myonenzerfall (Michel-Spektrum) aufgrund der aus dem Kristall entweichenden elektromagnetischen Schauerenergie; entsprechend werden die meisten Impulse dem Reject Spektrum zugeordnet. Hier kommt es jedoch nur auf den gut definierten Endpunkt des Spektrums an. Die Energiekalibrierung

aller Spektren im rechten Teil von Figur 3.19 wurde zunächst im Bereich $E_\gamma = 6 - 23 \text{ MeV}$ mit γ -Quanten aus Kernreaktionen gewonnen, sodann wurden passive Abschwächer in den Weg des Anodensignals eingefügt. Die sehr gute Übereinstimmung des Peaks der minimal ionisierenden Teilchen sowie des Endpunkts des Myonenzerfallsspektrums mit den erwarteten Werten zeigt, daß sich die quadratische Kalibrierung aus dem Bereich $10 - 25 \text{ MeV}$ kontinuierlich extrapolieren läßt.

4. Experimentelle Untersuchungen am System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$

Das Spektrum der beim Stoß der beiden leichten Schwerionen ^{12}C und ^{14}C emittierten γ -Quanten wird in dieser Arbeit im Einschußenergiebereich $E_{\text{c.m.}} = 4.7 - 10 \text{ MeV}$ untersucht. Dies entspricht $0.73 \cdot V_{\text{CB}}$ bis $1.53 \cdot V_{\text{CB}}$, wobei $V_{\text{CB}} = Z_1 Z_2 e^2 / R = 6.5 \text{ MeV}$ die klassisch berechnete Coulomb-Barriere im Eingangskanal ist (mit $R = 1.7 \text{ fm} \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, z. B. [StoS 76]). Die entsprechenden Anregungsenergien des fusionierten Kerns sind $E_x(^{26}\text{Mg}) = 24.0 - 29.2 \text{ MeV}$.

Ein großer Bereich der auftretenden γ -Energien wird mittels zweier angepaßter Meßverfahren erfaßt. Man vergleiche hierzu Kapitel 1 und Figur 1.1. Im hochenergetischen Bereich, $E_\gamma \approx 20 - 30 \text{ MeV}$, dem kinematischen Ende des Spektrums, gilt das physikalische Augenmerk dem Strahlungseinfang der beiden schweren Ionen in niedrig liegende Endzustände des fusionierten Kerns ^{26}Mg . Aufgrund der zu erwartenden sehr kleinen Wirkungsquerschnitte im Bereich von Nanobarn / Steradian und der hohen γ -Energien ist ein sehr sensitives Detektorsystem mit gutem Auflösungsvermögen, hoher Effizienz und bekannten Nachweiseigenschaften erforderlich. Ein solches System steht in Bochum mit dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten "Big NaI" Spektrometer zur Verfügung. Für einige Voruntersuchungen ist das Mk III NaI(Tl) Spektrometer in Brookhaven benutzt worden. Aus dem niederenergetischen Teil des γ -Spektrums, $E_\gamma \approx 0.3 - 8 \text{ MeV}$, werden Informationen über den dominierenden Reaktionstyp, nämlich die Emission leichter Teilchen nach Fusion von ^{12}C mit ^{14}C , gewonnen. Die nachfolgenden sekundären γ -Zerfälle in den Restkernen werden in einer inklusiven Messung mit einem hochauflösenden Halbleiterdetektor nachgewiesen. Der Bereich mittlerer γ -Energien, $E_\gamma \approx 10 - 20 \text{ MeV}$, wird in dieser Arbeit nicht adäquat erfaßt. Hier wird der γ -Zerfall von Riesenresonanzen, die auf allen Grund- und angeregten Zuständen aller in der Reaktion bevölkerten Kerne aufgebaut sind, das bestimmende Phänomen sein. Bei allen Untersuchungen zielen die Fragestellungen auf die zugrundeliegenden Reaktionsmechanismen und auf mögliche Strukturen in den Anregungskurven. Für eine Übersicht der Zerfallskanäle und der energetischen Verhältnisse wird auf das Q-Wert-Diagramm in Figur 1.4 verwiesen.

4.1 ^{14}C -Targets

Der zu erwartende kleine Wirkungsquerschnitt der $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{26}\text{Mg}$ Einfangreaktion führt zu hohen Anforderungen an die radioaktiven ^{14}C -Targets. Sie sollten Beschuß durch ^{12}C -Ionen mit Energien im Bereich $E_{\text{lab}} \approx 8 - 20 \text{ MeV}$ bei Strahlströmen bis zu mehreren Teilchen- μA während mehr als zwei Wochen Experimentdauer ohne meßbare Dickenabnahme überstehen. Somit kamen nur Targets großer Fläche auf dicken Tantal-Backings in Frage, die an ihrer Rückseite direkt mit Wasser gekühlt werden konnten und über den mit Hilfe des Scanners auf $9 \times 9 \text{ mm}^2$ aufgeweiteten Strahlfleck hinweg homogen waren. Kohlenstoff-Targets guter Haltbarkeit lassen sich durch Gasentladung in einer Atmosphäre aus organischem Gas herstellen (Crack-Verfahren).

Die Targetdicken waren in Bezug auf gegensätzliche Erfordernisse anzupassen: Einerseits eine hohe Ausbeute und eine automatische Mittelung über compound-statistische Fluktuationen, andererseits eine nicht merkbare Verbreiterung der Einfanglinien im Spektrum des NaI(Tl) Detektors durch Energieverlust des Strahls im Target sowie eine genügende Energieauflösung für mögliche Strukturen nicht-statistischen Ursprungs in den Anregungskurven.

Die Abschätzung der Kohärenzbreite (mittlere Breite der Compoundkernniveaus) nach Systematiken von Eberhard und Richter ([EbeB 69], [EbeR 71]) sowie Shapira et al. ($(\Gamma / \text{MeV}) = 14 \cdot \exp(-4.69 \sqrt{A / (E_x / \text{MeV})})$, [ShaS 74]) ergibt für ^{26}Mg im zu untersuchenden Energiebereich $\Gamma \approx 100 - 150 \text{ keV}$; aus Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells mit dem Computercode CASCADE (bzw. CASCIP, vergleiche dazu Kapitel 5) erhält man für niedrige Spins im Compoundkern Werte im Bereich $\Gamma \approx 150 - 200 \text{ keV}$. Die Breiten der in der $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$ Reaktion beobachteten resonanten Strukturen liegen bei $\Gamma_{\text{c.m.}} \approx 130 - 250 \text{ keV}$ [NatS 81]; die in den Teilchenausgangskanälen desselben Systems bekannten Resonanzen sind zum Teil deutlich schmäler, $\Gamma_{\text{c.m.}} \gtrsim 50 \text{ keV}$ (siehe [ErbB 85]). Aus der generellen Betrachtung resonanter Strukturen in leichten Schwerionensystemen erscheinen solch geringe Breiten möglicher Strukturen im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ allerdings unwahrscheinlich. Unter Berücksichtigung aller Gesichtspunkte sollten die Dicken der ^{14}C -Targets im Bereich $\Delta E_{\text{c.m.}} \approx 100 - 200 \text{ keV}$ liegen.

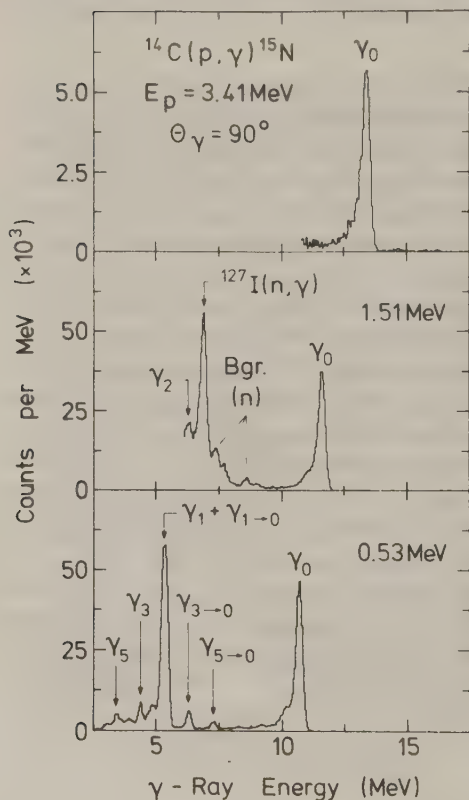
Die ^{14}C -Targets auf 0.5 mm dicken Tantal-Backings sowohl für das Bochumer als auch das Brookhaven-Experiment wurden von J.L. Gallant¹ hergestellt. Wir geben eine kurze Darstellung des Verfahrens für die Bochumer Targets wieder [Gal 85]: Ausgangsmaterial ist kommerziell erhältliches $\text{Ba}^{14}\text{CO}_3$ mit einer spezifischen Aktivität von 11.15 MBq/mg; dieses wird mit Magnesiummetall unter Wasserstoffatmosphäre auf 800 °C erhitzt, das entstehende Magnesiumcarbid läßt man mit Wasser zu Acetylen ($^{14}\text{C}_2\text{H}_2$) reagieren. In einer Hochfrequenz-Gasentladung werden die Acetylen-Moleküle aufgebrochen, die Crack-Produkte werden auf dem Tantalblech zu einer Quellfläche von 23 mm $\varnothing$ gesammelt. Nach Angabe von J.L. Gallant war die ^{14}C -Anreicherung für die Bochumer Targets besser als 96%, dagegen etwas geringer als 90% für die in Brookhaven benutzten.

Während des Bochumer Experiments wurden die Dicken der verwendeten ^{14}C -Targets sorgfältig bestimmt, in Brookhaven geschah dies nicht. Da die Targets auf dicken Backings vorlagen, wurden Dickenbestimmungen mittels elastischer Streuung und direkte Aktivitätsmessungen (berechnet etwa 40 bzw. 30 MBq) nicht durchgeführt. Die Vermessung der Dicke einer zusätzlich zu beschaffenden freitragenden Folie mittels elastischer Schwerionenstreuung und anschließender Vergleich mit den Targets auf Ta-Backing wäre die bevorzugte Methode gewesen. Da ein Folientarget nicht zur Verfügung stand, wurden die Dicken der Targets in einer Serie von Messungen der $^{14}\text{C}(\text{p},\gamma)^{15}\text{N}$ Reaktion bei drei Einschußenergien bestimmt (vergleiche Tabelle 4.1). Bisherige Angaben von Resonanzstärken und Wirkungsquerschnitten dieser Reaktion (siehe [Ajz 86] und dort enthaltene Referenzen) nahmen in ihrer absoluten Normierung fast ausschließlich auf ältere Daten für Streuung von Protonen Bezug; alle Autoren empfanden jedoch die daraus resultierenden Fehlerabschätzungen von 20, 25 oder sogar 40% als sehr konservativ. Da die Übernahme dieser Unsicherheiten für die Zielsetzung dieser Arbeit unbefriedigend war, haben wir eine Eingrenzung der Fehler durch die Serie von einander stützenden Messungen unterschiedlicher Methodik durchgeführt. Für die Untersuchung der $^{14}\text{C}(\text{p},\gamma)^{15}\text{N}$ Reaktion mit γ -Energien oberhalb von 10 MeV wurde das NaI(Tl) Spektrometer eingesetzt, in Figur 4.1 sind einige Spektren abgebildet.

¹ Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River Nuclear Laboratories, Chalk River, Ontario (Canada)

Tabelle 4.1: Daten der $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ Reaktion zur Bestimmung der Massenbelegungen der ^{14}C -Targets und Analyse der Linienform des NaI(Tl) Spektrometers.

E_p MeV	Linien	Referenz- datum	Referenzen
0.527	$\gamma_0, \gamma_1, \gamma_1 \rightarrow 0$	$\omega\gamma, W(\Theta)$	[Ajz 86], [SieC 69]
1.51	γ_0	$d\sigma/d\Omega(90^\circ)$	[HarP 75], [KuaU 71]
3.41	γ_0	$d\sigma/d\Omega(90^\circ)$	[HarP 75]



Figur 4.1: Spektren der $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ Reaktion, aufgenommen bei verschiedenen Protoneneinschussenergien zur Bestimmung der Targetdicken. Alle Linien entstammen der $^{14}\text{C}(p,\gamma)$ Reaktion oder sind neutroneninduziert.

Als primäres Referenzdatum wurde der Wirkungsquerschnitt für $^{14}\text{C}(\text{p},\gamma)$ im Maximum der breiten Resonanz bei $E_{\text{p}} = 1.51 \text{ MeV}$ herangezogen, der in mehreren Arbeiten unabhängig voneinander mit übereinstimmenden Resultaten bestimmt worden war (vergleiche die Ausführungen in [HarP 75]). Zu einer – von dieser primären Referenz jedoch abhängigen – Kontrolle wurde in gleicher Weise die $E_{\text{p}} = 3.41 \text{ MeV}$ Resonanz benutzt. Eine unabhängige Überprüfung durch Vermessung des Energieverlusts von Protonen [AndZ 77] anhand einer Thick-target Yield Kurve der schmalen $E_{\text{p}} = 527 \text{ keV}$ Resonanz erbrachte ein übereinstimmendes Ergebnis. Läßt man die systematischen Fehler sowohl der Referenzdaten als auch der vorliegenden Arbeit vorerst außer acht und berücksichtigt nur statistische und andere Auswertungsfehler, so ergeben sich für die zwei bei den Bochumer Messungen verwendeten ^{14}C -Targets Unsicherheiten der Dickenbestimmung von 4.4 % (Nr. 1) und 3.3 % (Nr. 2). In die Auswertung der von Wirkungsquerschnitten abhängenden Daten geht die in Abschnitt 3.3 vorgestellte Efficiency-Kurve des NaI(Tl) Spektrometers ein; die anhand der Resonanzen (Thick-target Yields) in $^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_{\text{p}} = 992 \text{ keV}$ und $^{14}\text{C}(\text{p},\gamma)^{15}\text{N}$ bei $E_{\text{p}} = 527 \text{ keV}$ bei nahezu gleicher γ -Energie erhaltenen Werte weichen um nur 2.5 % voneinander ab, was nochmals die Konsistenz aller Ergebnisse belegt. Es erscheint somit gerechtfertigt, für die Angabe der Dicken der ^{14}C -Targets nur die systematischen Fehler der Efficiency und der Energieverlustdaten einzubeziehen. Damit resultieren folgende Massenbelegungen der ^{14}C -Targets auf Tantal-Backing (Bochumer Targets):

Target 1: $60.1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, Unsicherheit $\pm 7.5 \%$

Target 2: $44.3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, $\pm 6.5 \%$

Das Verhältnis der Dicken beider Targets ist auf 3 % genau bekannt.

Mit Ausnahme des stark angereicherten Isotops ^{12}C , das zu weniger als 4 % im Targetmaterial selbst vorhanden war, zusätzlich aber durch Strahlbeschuß in das Backing implantiert wurde, konnten keine Verunreinigungen der Targets nachgewiesen werden. Wasserstoff ist aufgrund des Crack-Verfahrens vorhanden; weiterhin kommt Sauerstoff als mögliche Kontamination in Frage. Kohlenstoffaufbau aus organischen Restgasen im Vakuumsystem wurde vermieden (Abschnitt 2.4). Experimentelle Evidenzen und mögliche Auswirkungen werden in den folgenden Abschnitten angeführt.

4.2 Experimente zum Schwerioneneinfang

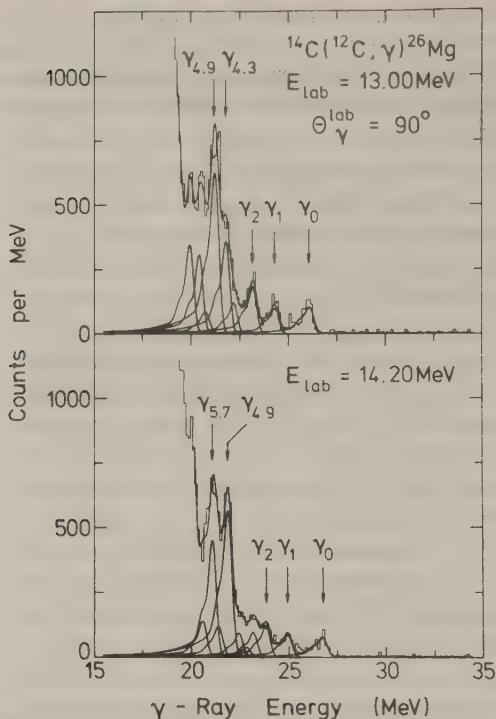
Der Strahlungseinfang schwerer Ionen im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$, d.h. die Reaktion $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{26}\text{Mg}$, wurde im Dynamitron-Tandem-Laboratorium der Ruhr-Universität Bochum in zwei kurz aufeinanderfolgenden Strahlzeitblöcken von 1 und $1\frac{1}{2}$ Wochen Dauer untersucht. Es wurde der Einschüßenergiebereich des ^{12}C -Strahls $E_{\text{lab}} = 9.0 - 18.6$ MeV abgedeckt; die Schrittweite betrug meist 400 keV (Laborsystem), in einigen Energiebereichen wurde sie auf 200 keV verringert. Bei den gegebenen effektiven Dicken der ^{14}C -Targets entspricht dies im Schwerpunktsystem $E_{\text{c.m.}} = 4.74 - 9.96$ MeV in Schritten von 216 bzw. 108 keV, d.h. Anregungsenergien des fusionierten Kerns $E_x(^{26}\text{Mg}) = 23.98 - 29.19$ MeV. Der Energieverlust des ^{12}C -Strahls betrug $\Delta E_{\text{c.m.}} = 120 - 200$ keV je nach verwendetem Target [Zie 80]; dabei wurden zur Untersuchung einiger auftretender Strukturen in den Anregungskurven auch beide Targets in demselben Energiebereich eingesetzt. Die Stromstärken der $^{12}\text{C}^{3+}$ und $^{12}\text{C}^{4+}$ -Strahlen wurden zwischen 0.4 und 2.2 Teilchen- μA variiert. Die maximale Zählrate des NaI(Tl) Detektors oberhalb der 1 MeV-Schwelle betrug zwecks Minimierung von Pile-up bei akzeptabler Meßzeit nicht mehr als $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, bei den tiefsten Einschüßenergien unterhalb der Coulomb-Barriere fiel sie auf wenige 10^3 s^{-1} ab. Fünf bis zehn Stunden Meßzeit waren für die Aufnahme eines einzelnen Spektrums erforderlich, typisch waren 8 Stunden. Strahlqualität und -stabilität waren stets hervorragend. Der größte Teil der Daten wurde in einer Anregungskurve unter dem Laborwinkel $\Theta_\gamma = 90^\circ$ (Öffnungswinkel des Kollimators $\pm 10.8^\circ$, mittlerer Winkelbereich etwa $\pm 5^\circ$ FWHM) gewonnen. Weiterhin wurden zwei Winkelverteilungen bei den Einschüßenergien $E_{\text{lab}} = 11.0$ und 14.0 MeV (d.h. $E_{\text{c.m.}} = 5.81$ und 7.47 MeV) aufgenommen, die Winkelstellungen waren $\Theta_\gamma = 55^\circ, 70^\circ, 90^\circ, 110^\circ, 125^\circ$ (11 MeV) und $55^\circ, 90^\circ, 125^\circ$ (14 MeV).

In den Figuren 4.2 und 4.3 sind vier die Einfangreaktion $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{26}\text{Mg}$ charakterisierende Spektren dargestellt. Das Bochumer NaI(Tl) Spektrometer erreichte in diesen Experimenten ein im Bereich $E_\gamma > 15$ MeV konstantes Auflösungsvermögen von 2.65 % (FWHM, vergleiche Abschnitt 3.2). Endzustände und Bezeichnungen der Linien aus dem Strahlungseinfang der beiden schweren Ionen sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Die Linien aus Einfang in den Grundzustand sowie in den ersten und zweiten angeregten Zustand von ^{26}Mg — γ_0, γ_1 und γ_2 — sind klar aufgelöst. Einfang in den dritten und vierten

Tabelle 4.2: Endzustände in ^{26}Mg , für die die Einfanglinien ausgewertet wurden. Die für die Line shape Fits zu Gruppen mit entsprechend angepaßter Linienform zusammengefaßten Linien sind durch Klammern gekennzeichnet. Der später angegebene Bereich $E_x^f = 4 - 6 \text{ MeV}$ umfaßt alle nicht aufgelösten Gruppen $\gamma_{4.3}$, $\gamma_{4.8-5.0}$, $\gamma_{5.3-5.5}$, $\gamma_{5.7}$. Daten nach [EndL 78].

Linie	E_x^f MeV	J^π ($T = 1$)
γ_0	0	0^+
γ_1	1.809	2^+
γ_2	2.938	2^+
γ_3	3.588	0^+
γ_4	3.941	3^+
$\gamma_{4.3}$	4.318	4^+
	4.332	2^+
	4.350	3^+
$\gamma_{4.8-5.0}$ (auch $\gamma_{4.9}$)	4.834	2^+
	4.900	4^+
	4.972	0^+
$\gamma_{5.3-5.5}$	5.291	2^+
	5.474	4^+
$\gamma_{5.7}$	5.690	$1(2^+)$
	5.716	4^+

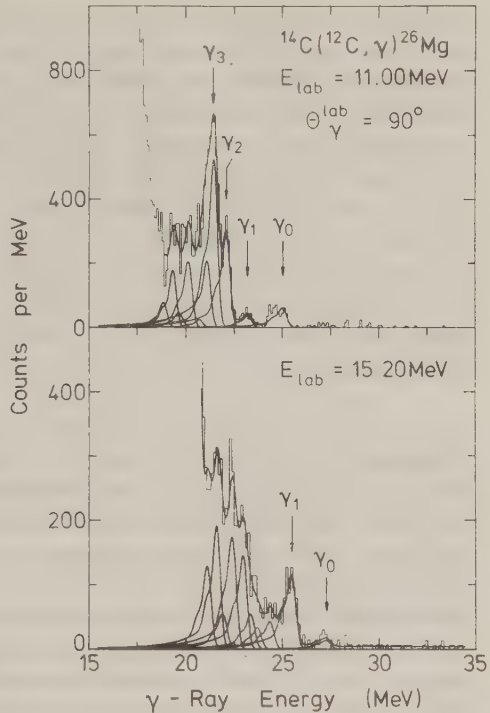
angeregten Zustand, γ_3 und γ_4 , trägt nur in zwei Einschußenergiebereichen deutlich sichtbar zu den Spektren bei (Figur 4.3). Die höchstenergetischen Linien $\gamma_0 - \gamma_4$ werden überragt durch Liniengruppen aus Einfang in die Reihe nicht aufgelöster Endzustände im Bereich $E_x^f = 4 - 6 \text{ MeV}$. Innerhalb dieser Gruppe variiert die Struktur der Spektren rasch mit der Einschußenergie (Figur 4.2). Die korrekte Identifizierung aller Linien als Einfanglinien und als der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ entstammend wird durch mehrere experimentelle Beobachtungen sichergestellt, für die die sehr gute Verstärkungsstabilisierung der Detektorsignale unabdingbare Voraussetzung ist: Die Linien erscheinen an den Positionen im Spektrum, die gemäß der mit protoneninduzierten Kernreaktionen ermittelten Energiekalibrierung erwartet werden; bei Variation von Einschußenergie oder / und Detektorwinkel ändert sich ihre Position korrekt entsprechend der Kinematik.



Figur 4.2: Spektren der Einfangreaktion $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$, aufgenommen mit dem Bochumer "Big Nal" Spektrometer. Ebenfalls gezeigt sind die Ergebnisse der Line shape Fits, und zwar als gesamte Fitkurve und einzelne Einfanglinien (vergleiche Tabelle 4.2). In den Abbildungen ist bei kleinen γ -Energien bereits eine Linie mehr gezeigt, als dort aufgeführt; weitere Linien bei noch kleineren Energien dienen der Beschreibung des Spektrenanstiegs. Nur die prominenten Linien sind jeweils benannt.

Als mögliche Quellen von Untergrund in den Spektren – in Form diskreter Linien bis hin zu strukturlosen, breiten Verteilungen – sind Verunreinigungen der Targets mit den Nukliden ^{12}C und ^{16}O sowie eventuell auch ^{13}C zu betrachten. Die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ [NatS 81] ist möglich durch Einfang der Strahlionen an restlichem ^{12}C im Targetmaterial und an dem durch Strahlbeschuß in das Backing implantierten ^{12}C ; sie hat einen niedrigen Q-Wert von 13.93 MeV im Vergleich zu 19.23 MeV für $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$. Aufgrund der bei identischen Spin-0 Bosonen im Eingangskanal reinen $2^+ \rightarrow 0^+$ E2-Winkelverteilung $W(\Theta) \sim \sin^2(2\Theta)$ wäre der γ_0 -Zerfall in ^{24}Mg unter $\Theta_{\gamma} = 90^\circ$ nur extrem schwach wegen der endlichen Winkelakzeptanz des Detektors beobachtbar. Damit stellt die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ in der unter 90° aufgenommenen

Figur 4.3: Wie Figur 4.2, jedoch aufgenommen in der Nähe einzelner Strukturen in den Anregungskurven.



Anregungskurve keine Störung für die in Tabelle 4.2 aufgeführten Einfanglinien aus $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ mit $E_x^f \leq 5.7 \text{ MeV}$ dar. Dies gilt nicht mehr unter anderen Detektorwinkeln; hier bleiben nur Linien aus Einfang in die Endzustände bis $E_x^f \approx 4.3 \text{ MeV}$ mit Sicherheit ungestört. Experimentelles Indiz für die Freiheit aller analysierten Einfanglinien aus $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ von Beiträgen aus $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ist, daß in den Anregungskurven keine der chronologischen Abfolge der Messungen folgenden Sprünge auftreten, wie dies für niederenergetische γ -Quanten aus der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktion (vergleiche Abschnitt 4.3) der Fall ist. Mit dem Q-Wert 16.75 MeV würde die Störreaktion $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, \gamma)^{28}\text{Si}$ den auswertbaren Spektrenbereich stärker einschränken; insbesondere die γ_1 -Linie mit ihrem stark strukturierten Wirkungsquerschnittsverlauf [SanC 81] kann starke Verfälschungen

hervorrufen. Zwei Indizien sprechen dagegen, daß diese potentielle Target-verunreinigung in meßbarem Ausmaß vorhanden war: In den Spektren hochenergetischer γ -Quanten wurde Einfang in die formisomeren Zustände von ^{28}Si bei $E_x^f = 6.69$ und 7.4 MeV [ColS 82] – mit mittleren Wirkungsquerschnitten von 100 bzw. 50 nb/sr, maximal 170 nb/sr ein auffälliger Indikator – nicht beobachtet. In den Spektren niederenergetischer γ -Quanten konnten Linien aus $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ nicht identifiziert werden (siehe Abschnitt 4.3). Einen ähnlichen Q-Wert besitzt die $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{25}\text{Mg}$ Reaktion (16.32 MeV); auch wenn ihre Wirkungsquerschnitte bislang unbekannt sind – man darf aufgrund der Isospin-erlaubtheit von Dipol-Übergängen vergleichsweise große Werte erwarten –, dürfte diese Reaktion bei dem gegebenen Abreicherungsgrad anderer C-Isotope außer ^{12}C unbedeutend bleiben.

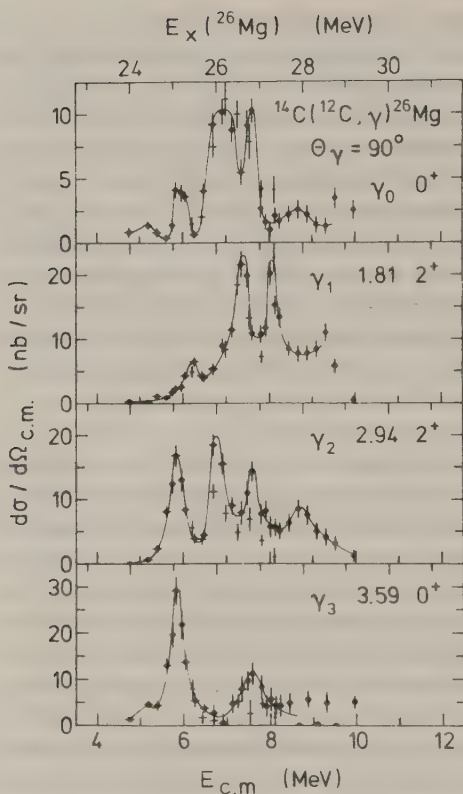
Quellen kontinuierlichen Untergrunds in den Spektren hochenergetischer γ -Quanten sind die Wechselwirkungen von im Target produzierten schnellen Neutronen mit dem Spektrometer sowie restlicher Pile-up. Durch Vergleich mit den mittels einer ^{252}Cf -Spontanspaltquelle gewonnenen Spektren neutronen-induzierter Ereignisse (vergleiche Abschnitt 3.6) läßt sich schließen, daß die erstgenannte Untergrundquelle im hochenergetischen Bereich keinen nennenswerten Beitrag liefert. Für alle Einfanglinien mit $E_x^f \leq 5.0$ MeV liegt der interessierende Energiebereich der Spektren oberhalb $E_\gamma \approx 20$ MeV, nur für die Gruppen $\gamma_{5.3-5.7}$ fällt er bei den tiefsten Einschußenergien unter diesen Wert. Pile-up Ereignisse, hier vorwiegend Low-high Pile-up (Summation eines hochenergetischen Signals mit einem oder mehreren niederenergetischen), wurden elektronisch verworfen (Abschnitt 2.5). Nur im Bereich der Linien aus Einfang in die Endzustände bei $E_x^f \geq 5.3$ MeV betrug der Anteil von restlichem Pile-up an den akzeptierten Spektren noch etwa 10–25%, für die höherenergetischen Linien mit $E_x^f \leq 4.3$ MeV war er vernachlässigbar. Für die Gruppe $\gamma_{5.3-5.7}$ wurde keine Korrektur dieses Beitrags vorgenommen.

Nach Berücksichtigung dieser Gesichtspunkte wurden die Spektren hochenergetischer γ -Quanten aus der Einfangreaktion $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$ durch Anpassung eines Satzes von insgesamt 15 Linien mit Hilfe des Line shape Fit Programms SHF (vergleiche die Abschnitte 3.2 und 3.3) analysiert; die Fitergebnisse sind in den Figuren 4.2 und 4.3 enthalten. Die entsprechenden Endzustände sind, soweit für die spätere Diskussion von Interesse, in Tabelle 4.2

angegeben; bei tieferen γ -Energien dienten noch weitere Linien entsprechend dem Niveauschema von ^{26}Mg der Beschreibung des Spektrenanstiegs. Die Parameter der energieabhängigen Linienform waren durch die in Abschnitt 3.2 vorgestellte Systematik fest vorgegeben. Eine Verbreiterung der Linien durch den Energieverlust des Strahls im Target (im Schwerpunktsystem) war bei den gegebenen hohen γ -Energien im Vergleich zur instrumentellen Breite vernachlässigbar. Die Abstände aller Linien zueinander waren entsprechend der Kinetik fixiert. Freie Fitparameter waren damit eine allen Linien gemeinsame Verschiebung der Positionen sowie die Linienflächen. Für eng benachbarte Linien (Abstände zwischen 50 und 200 keV) mußten die Flächen im Fit als gleich angenommen werden; die Linienflächen für die in der Tabelle gekennzeichneten Gruppen wurden addiert. Der restliche kosmische Untergrund wurde durch Mittelwertbildung im Bereich oberhalb von γ_0 berücksichtigt.

Die Wirkungsquerschnitte, die den aus den Line shape Fits extrahierten γ -Ausbeuten entsprechen, wurden mit den bereits angegebenen Targetdicken (Abschnitt 4.1), der Efficiency des Detektorsystems (Abschnitt 3.3) und der jeweils akkumulierten Strahlladung unter Berücksichtigung aller Korrekturen berechnet (Totzeiten – Abschnitt 2.5, Absorption der Targetkammer für $\Theta_\gamma \neq 90^\circ$ – Abschnitt 2.4, Umrechnung in das Schwerpunktsystem). Die unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$ gewonnenen Anregungskurven der analysierten Einfanglinien für diskrete Endzustände sowie für die nicht aufgelösten Gruppen und ihre Summe sind in den Figuren 4.4 bis 4.6 dargestellt. Die Daten sind jeweils bei der effektiven Schwerpunktenergie in der Mitte des Targets eingetragen, die effektive Targetdicke wird durch die horizontalen Fehlerbalken wiedergegeben. Eine mögliche Unsicherheit der Anregungsenergieskala aufgrund dieser Vorgehensweise ist gering, da die Targetdicken genau bestimmt wurden und der Energieverlust der ^{12}C -Projekte im Target mit Hilfe mehrerer "Stopping power" Datensätze übereinstimmend berechnet wurde. Vertikale Fehlerbalken sind die Unsicherheiten der Ergebnisse der Line shape Fits (im folgenden als statistische Fehler bezeichnet); sie umfassen die statistischen Fluktuationen der Spektren, die Güte der Anpassung sowie den Grad der Eindeutigkeit der Fitergebnisse (Korrelationsmatrix der Parameter).

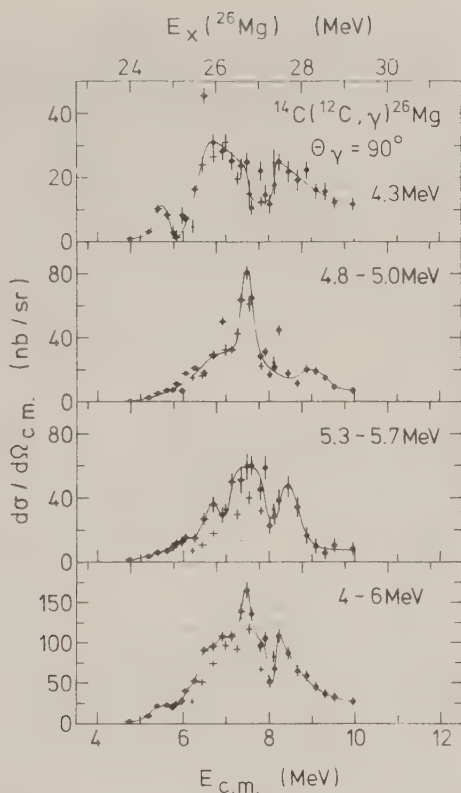
Die Grenzen der Auswertbarkeit der Spektren trotz des gewählten restriktiven Fitverfahrens werden in Figur 4.6 verdeutlicht; dort sind die Anregungs-



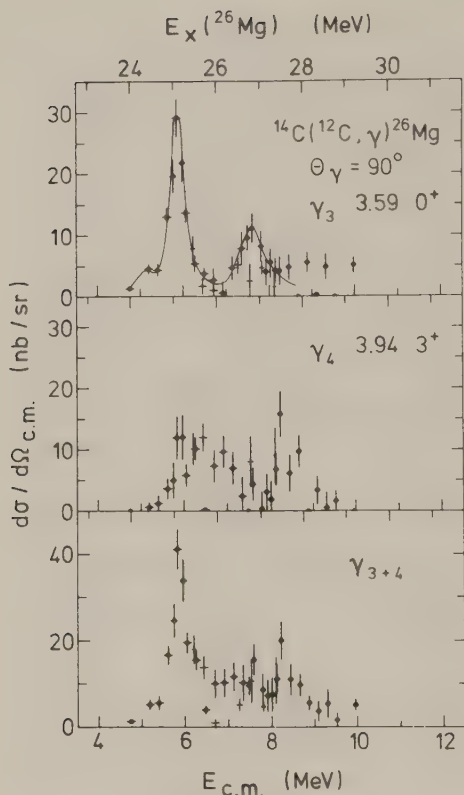
Figur 4.4: Anregungskurven für Strahlungseinfang im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ in diskret beobachtbare Endzustände in ^{26}Mg , aufgenommen unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$. In Bochum gewonnene Daten sind als Punkte dargestellt, diejenigen aus Brookhaven als Kreuze. Horizontale Fehlerbalken repräsentieren den Energieverlust des Strahls im Target, vertikale die Unsicherheiten der Ergebnisse der Line shape Fits. Durchgezogene Linien dienen der Übersichtlichkeit. Für weitere Einzelheiten vergleiche den Text und Tabelle 4.2.

kurven der Linien γ_3 und γ_4 separat und summiert dargestellt. Diese beiden Endzustände sind voneinander nur um 350 keV getrennt, γ_4 hat einen Abstand von 380 keV von der benachbarten Gruppe $\gamma_{4.3}$. Selbst bei der vorliegenden genauen Kenntnis der Linienform ist beim Fit ein "Übersprechen" zwischen den eng benachbarten Linien offenbar nicht ganz auszuschließen. Zusätzlich erschwert die Struktur der Spektren die Auswertung der schwachen Linie γ_4 knapp oberhalb der Gruppe $\gamma_{4.3}$ mit ihrem um ein Mehrfaches größeren Wirkungsquerschnitt. Aus diesem Grund werden wir die Linie γ_4 ($E_x^f = 3.94$ MeV, $J^\pi = 3^+$) in die spätere Diskussion nicht einbeziehen.

Figur 4.5: Wie Figur 4.4, jedoch für die nicht aufgelösten Gruppen von Endzuständen. Die mit $E_x^f = 4 - 6$ MeV bezeichneten Daten im unteren Teil der Figur sind die Summe aller in den oberen drei Feldern dargestellten Wirkungsquerschnitte.



Die Messungen und ihre Ergebnisse unterliegen drei Fehlerquellen, den genannten statistischen Fehlern, den systematischen und den methodischen Fehlern. Zu den systematischen Fehlern zählen diejenigen bei Angabe von Efficiency, Targetdicken und akkumulierter Ladung. Da die Efficiency-Kurve des NaI(Tl) Spektrometers mit Hilfe von Kernreaktionen bestimmt wurde, fällt ein eventueller systematischer Absolutfehler des zur Ladungsnormierung benutzten Stromintegrators heraus. Es verbleiben nur relative Fehler, verursacht z. B. durch Leckströme bei Wasserkühlung des Targets; solche Fehler werden zu etwa 4% abgeschätzt (vergleiche Abschnitt 4.3). Der Fehler der Efficiency-



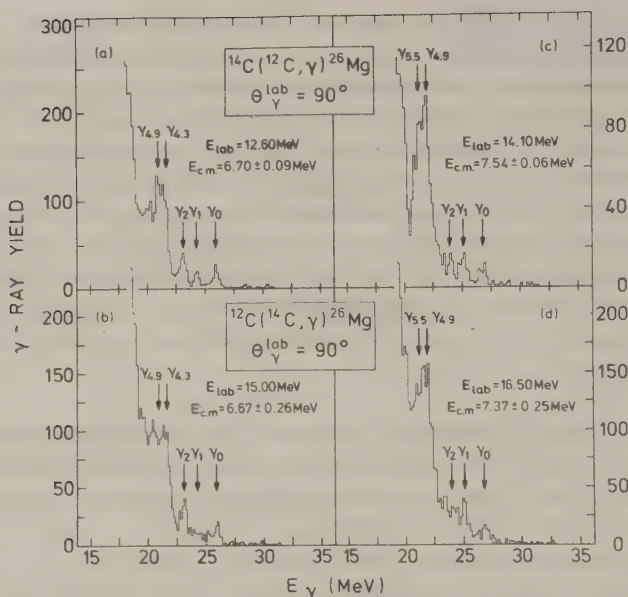
Figur 4.6: Wie Figur 4.4, jedoch für die Linien γ_3 und γ_4 sowie deren Summe.

Kurve des Spektrometers liegt im interessierenden Energiebereich bei 14% (darin allein 10% Fehler der $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ Referenzdaten, Abschnitt 3.3). Die den Massenbelegungen der ^{14}C -Targets zugeordneten Fehler betragen 7.5% (Nr. 1) bzw. 6.5% (Nr. 2, Abschnitt 4.1). Damit wird die aus systematischen Fehlern herrührende Unsicherheit der in Bochum gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitte für Strahlungseinfang zu $\pm 17\%$ abgeschätzt.

Zu den methodischen Fehlerquellen zählt die Verwendung einer prinzipiell falschen Linienform bei den Fits. In den Abschnitten 3.2 und 3.3 wurde

gezeigt, daß diese Fehlerquelle durch eine konsistente Linienformanalyse auch bei Extrapolation aus dem der Kalibrierung zugänglichen Energiebereich heraus weitestgehend vermieden wird. Quantitativ ist dieser Fehler schwer abschätzbar; er wird für γ -Zerfälle zu höher liegenden Endzuständen kumulativ durch alle Übergänge größerer γ -Energie bestimmt, hängt also von der Struktur des jeweiligen Spektrums ab. Ein weiterer methodischer Fehler ist die Zuordnung von tatsächlich in den Spektren vorhandenem Untergrund zu Linienausbeuten. Wir haben oben diskutiert, daß dies nur für die letzte Gruppe, $\gamma_{5.3-5.7}$, in nennenswertem Ausmaß der Fall ist; hier erfolgte keine Korrektur. Primärer Grund für die Darstellung der Wirkungsquerschnitte dieser Gruppe ist zu zeigen, daß die in $\gamma_{4.8-5.0}$ beobachtete deutliche Struktur kein Artefakt eines Untergrunds ist.

Erste, weniger ausführliche Experimente zum Schwerionenstrahlungseinfang im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ waren in zwei vergleichsweise kurzen Strahlzeiten von 3 und 4 Tagen Dauer im Brookhaven National Laboratory am dortigen MP7 Tandem Van de Graaff Beschleuniger durchgeführt worden. In einer Strahlzeit wurde ein radioaktiver Strahl verwendet, in der anderen ein radioaktives Target (umgekehrte Kinematik). Im ersten Experiment stand ein ^{14}C -Strahl mit einer Stromstärke bis zu 0.5 Teilchen- μA zur Verfügung; für diese Übersichtsmessung wurden dicke Kohlenstoff-Folien natürlicher Isotopenhäufigkeit als Targets benutzt, wobei der Energieverlust des Strahls zwischen 0.5 und 1.0 MeV (im Schwerpunktsystem) lag. Das zweite Experiment wurde mit ^{14}C -Targets (Anreicherung $\leq 90\%$) durchgeführt, deren nominelle Massenbelegung $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ betrug, entsprechend einem maximalen Energieverlust des Strahls von 200 keV (c.m.). In einer unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$ aufgenommenen Anregungskurve wurde der Energiebereich $E_{\text{lab}}(^{12}\text{C}) = 11.60 - 15.10 \text{ MeV}$ in Schritten von 500 keV abgedeckt, entsprechend $E_{\text{c.m.}} = 6.2 - 8.1 \text{ MeV}$. Im ersten Experiment wurde bei $E_{\text{c.m.}} = 6.66 \text{ MeV}$ die Anisotropie der Winkelverteilung bei $\Theta_\gamma = 135^\circ$ und 90° vermessen. Zum Nachweis der hochenergetischen γ -Quanten diente das BNL Mk III NaI(Tl) Spektrometer [SanC 84]; es wurde ein Auflösungsvermögen von 2.3–2.4% (FWHM) bei $E_\gamma = 22.6 \text{ MeV}$ erzielt. In Figur 4.7 werden jeweils zwei Spektren aus den beiden Experimenten mit radioaktivem Strahl bzw. Target einander gegenübergestellt, aufgenommen bei ähnlichen Energien im Schwerpunktsystem. Die Ähnlichkeit der Strukturen in den Spektren ist deutlich. Der Qualitätsunterschied der Spektren aus beiden Strahlzeiten resultiert



Figur 4.7: Spektren der $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$ und $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$ Einfangreaktionen bei vergleichbaren Einschüßenergien, aufgenommen mit dem Brookhaven Mk III Spektrometer.

aus der Nicht-Benutzung von Pile-up Rejector und Verstärkungsstabilisierung im ersten Experiment (unten in Figur 4.7); dies wirkt sich bereits im mittleren Bereich der Spektren drastisch aus.

Eine vorläufige Darstellung der Ergebnisse aus dem zweiten Brookhaven-Experiment, die Anregungskurve unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$ mit angemessener Energieauflösung, ist [RicS 84] zu entnehmen. Da in den Brookhaven-Experimenten die Targetdicken nicht bestimmt wurden und zudem keine zuverlässige Messung der Detektor-Efficiency erfolgte, wurden sämtliche dort gemessenen Wirkungsquerschnitte mit einem gemeinsamen Faktor (0.62) auf die Bochumer Daten normiert. Diese Ergebnisse sind in den Figuren 4.4 bis 4.6 ebenfalls dargestellt. Man erkennt die sehr gute Übereinstimmung des Verlaufs aller Anregungs-

kurven. Nur für die Gruppe $\gamma_{5.3-5.7}$ wird der bereits diskutierte verbleibende Untergrund in der Bochumer Messung deutlich; in Brookhaven war dieser Effekt korrigiert worden. Insbesondere werden alle in den Bochumer Messungen beobachteten Strukturen in den Anregungskurven im Brookhaven-Experiment im Überlappungsbereich bestätigt, eventuell mit einer Ausnahme bei γ_2 .

An dieser Stelle sei erwähnt, daß der starke Anstieg der Spektren zu niedrigen γ -Energien hin aus dem Nachweis "echter" γ -Quanten resultiert und strukturiert ist; er ist nur zu einem geringen Teil durch restlichen Pile-up oder sonstigen "Untergrund" verursacht. In einigen der Bochumer Spektren konnte γ -Zerfall von Riesenresonanzen, die auf allen Grund- und angeregten Zuständen von ^{26}Mg und der Restkerne aufgebaut sind, nachgewiesen werden, wenn die elektronische (High) Schwelle bei genügend niedriger γ -Energie eingestellt war. Experimentelles Indiz hierfür ist die Struktur der Spektren, die durch eine ausgeprägte Schulter von etwa 3–4 MeV Breite bei $E_\gamma \approx 17.5$ MeV gekennzeichnet ist. Dies entspricht der Energie der T_1 Komponente der Dipol-Riesenresonanz in ^{26}Mg . Dieser Teil der Spektren wird (nahezu) quantitativ mit Hilfe des statistischen Modells verstanden. Rechnungen hierzu wurden mit dem Computercode CASCIP durchgeführt (vergleiche dazu Kapitel 5). Im Rahmen dieser Arbeit können diese Beobachtungen jedoch nicht weiter ausgeführt werden, da der untergrundfreie Nachweis von γ -Strahlung im mittleren Energiebereich, $E_\gamma \approx 10 - 20$ MeV, andere experimentelle Techniken verlangt hätte, so die Anwendung der Flugzeitmethode zur Abtrennung neutroneninduzierter Ereignisse. Ein solches Experiment kann nicht gleichzeitig mit einer Messung des Strahlungseinfangs in die niedrig liegenden Zustände realisiert werden.

4.3 Messung niederenergetischer γ -Quanten nach Teilchenemission

Parallel zur Messung des Schwerioneneinfangs im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ wurden in den Bochumer Experimenten niederenergetische γ -Quanten mit einem hochauflösenden Ge(Li) Detektor nachgewiesen. Dies diente einem vierfachen Zweck: Während der Messung stand ein sehr präziser Monitor der aktuellen Dicken der ^{14}C -Targets zur Verfügung. Die Normierung der aufgetragenen Strahlladung konnte überprüft werden. In der nachfolgenden Spektrenanalyse

konnte nach Verunreinigungen des Targetmaterials gesucht werden. Nicht zuletzt ermöglichte der Nachweis niederenergetischer, sekundärer γ -Strahlung der Restkerne nach Ein- und Zwei-Teilchen-Emission die Extraktion des Fusionswirkungsquerschnitts für das System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$.

Vor- und Nachteile dieser " γ -Methode" im Vergleich z.B. zur direkten Messung der Fusionsrestkerne oder leichter Verdampfungsteilchen sind genügend diskutiert worden (vergleiche [BarT 85] und [Bec 85]):

- (i) Automatische Gewinnung winkelintegrierter Daten auch bei Messung unter nur einem Winkel
- (ii) Summation über meist sehr viele Endzustände
- (iii) Nicht-Erfassung der Teilchenzerfälle zu den Grundzuständen der Restkerne oder anderer spezieller Kanäle
- (iv) Zwangsläufiges Vertrauen auf Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells (nur relativ, nicht absolut!) zur Ermittlung der Wirkungsquerschnitte für Restkernproduktion und Fusion aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten für γ -Emission (Branching und Summing Korrekturen)
- (v) Besonders schwerwiegend: Direkt fast keine zusätzlichen Informationen über den tatsächlichen Reaktionsmechanismus.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit war diese technisch vergleichsweise einfache Methode für eine "parasitäre" Messung neben ihrer direkten Kontrollfunktion jedoch auch deshalb besonders attraktiv, weil keine Probleme bei der Anpassung an ein für andere Anforderungen dimensioniertes Experiment auftraten. Diese Meßmethode wurde in allen folgenden Arbeiten ([Put 87], [Dec 87], [Kri 87], [Eule]) übernommen.

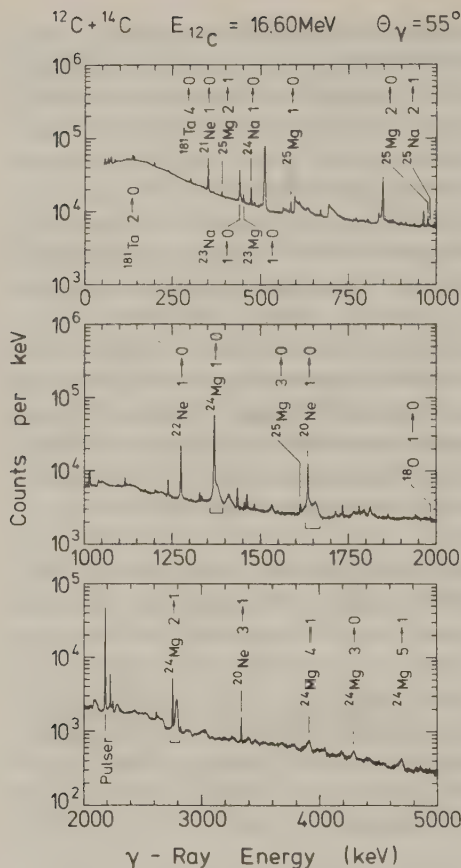
Der Ge(Li) Detektor mit einem Volumen von 120 cm^3 und einem Auflösungsvermögen von 2.1 keV bei 1.33 MeV (^{60}Co) wurde unter $\Theta_\gamma = 55^\circ$ in einem Abstand von 62.3 cm vom Target auf der dem NaI(Tl) Spektrometer gegenüberliegenden Seite positioniert. Diese Wahl des Detektorwinkels minimiert Winkelverteilungseffekte der γ -Strahlung, die nach Teilchenemission und γ -Kaskadenzerfällen ohnehin reduziert sind ($W(\Theta) = 1 + a_2 P_2(\cos \Theta) + a_4 P_4(\cos \Theta)$, bei $\Theta \approx 55^\circ$ Nullstelle des Legendre-Polynoms P_2 , der Koeffizient a_4 ist meist klein). In dem unüblich großen Abstand war die Messung mit einem "langsamen" Halbleiterdetektor auch bei den für die Einfangmessung erforderlichen

hohen Strahlströmen ohne Störung durch Pile-up Effekte durchführbar. Zudem erübrigt sich bei dem entsprechend kleinen Raumwinkel eine Summing Korrektur der gemessenen γ -Ausbeuten auf Summation innerhalb einer γ -Kaskade, d. h. auf Verlust aus einem Peak hinaus und Summation in einen Peak hinein. Das den Detektor erreichende γ -Spektrum wurde im mit der größten Intensität auftretenden Niederenergie- bis Röntgenbereich durch die zwischen Target und Detektor befindliche Rückseite der Targetleiter (etwa 4 mm Kupfer) abgeschwächt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde in derselben geometrischen Anordnung mit Hilfe eines kalibrierten ^{152}Eu -Präparats (absolut) und einer ^{226}Ra -Quelle (relativ) vermessen, als weiterer Stützpunkt (relativ) diente das im Target selbst akkumulierte ^{24}Na . Durch den Einfluß des Cu-Absorbers ist die Efficiency-Kurve für $E_\gamma = 350 - 1400 \text{ keV}$ nahezu flach ($\epsilon\Omega = 0.168 \text{ msr}$ für den Full-energy Peak); zu kleineren Energien hin bricht sie rasch ab, während sich bei höheren Energien der zu erwartende Abfall anschließt. Der Fehler der Efficiency liegt bei insgesamt 3% für den interessierenden mittleren Energiebereich, zu höheren Energien hin (2.75 MeV) steigt er auf 7% an.

Figur 4.8 zeigt ein typisches Spektrum des Ge(Li) Detektors. (Der dynamische Bereich wurde mit zwei ADC's erfaßt.) Die wichtigsten γ -Linien aus der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Reaktion sind bezeichnet, ebenso diejenigen aus der Störreaktion

Tabelle 4.3: Die zur Analyse der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Reaktion benutzten γ -Übergänge zwischen niedrig liegenden Niveaus in den Restkernen nach Ein- und Zwei-Teilchen-Emission. Daten nach [EndL 78] und [Ajz 84-87]. Abkürzungen: DB = Dopplerverbreitert, DS = Dopplerverschoben und -verbreitert, β = Bevölkerung auch durch β -Zerfall, R = Beitrag auch aus Raumuntergrund.

Restkern	Kanal	Übergang	E_γ keV	
^{25}Mg	n	$1 \rightarrow 0$	585.1	R, β
^{25}Na	p	$2 \rightarrow 1$	979.8	
^{22}Ne	α	$1 \rightarrow 0$	1274.6	
^{24}Mg	2n	$1 \rightarrow 0$	1368.6	DB, β
		$2 \rightarrow 1$	2754.2	DS, β
^{24}Na	pn, d	$1 \rightarrow 0$	472.3	R
^{21}Ne	αn	$1 \rightarrow 0$	350.7	
^{18}O	2α	$1 \rightarrow 0$	1982.1	



Figur 4.8: Mit dem Ge(Li) Detektor aufgenommenes Spektrum niederenergetischer γ -Quanten. Prominente Linien aus den Reaktionen $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sowie der Coulomb-Anregung von ^{181}Ta sind bezeichnet. Klammern deuten Doppler-verbreiterte und/oder verschobene, zusammengehörige Linien an. Die Linie des elektronischen Pulsers diente der totzeitkorrigierten Ladungsnormierung.

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sowie der Coulomb-Anregung von ^{181}Ta . Es konnten fast alle Linien identifiziert werden, die Mehrzahl der in der Abbildung nicht benannten Linien entstammt inelastischer Streuung oder Einfang von Neutronen an Materialien des Detektors und des Meßplatzes. Die zur Auswertung der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Fusionsreaktion herangezogenen γ -Linien sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Es handelt sich zumeist um die 1 $\rightarrow$ 0 Übergänge in den Restkernen, zum Teil auch um höhere Zerfälle; in einem Fall konnte die 1 $\rightarrow$ 0 Linie wegen

ihrer extrem geringen Energie (^{25}Na , 90 keV) nicht nachgewiesen werden. Es wird Aufgabe von Kapitel 5 sein zu zeigen, daß es sich bei Nachweis niederenergetischer γ -Quanten aus den Restkernen nach Emission eines (n, p, d, α) oder zweier leichter Teilchen (2n, pn, α n, 2 α) in der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Reaktion um eine Messung der Wirkungsquerschnitte für Produktion von Evaporationsrestkernen und damit der Fusion handelt.

Der beständigen Kontrolle der Dicke der radioaktiven ^{14}C -Targets wurde besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Vor und nach jeder Einfangmessung bei einer Einschußenergie wurde jeweils eine Messung der Niederenergie-Gammaquanten bei sehr geringem Strahlstrom (etwa 10 - 50 Teilchen-nA) und luftgekühltem Target durchgeführt. Während der mit hohem Strahlstrom (0.4 - 2.2 Teilchen- μ A) und Wasserkühlung über mehrere Stunden laufenden Messungen des Strahlungseinfangs wurde eine Reihe von Ge(Li) Spektren (fünf oder mehr) über jeweils etwa 20 - 30 Minuten aufgenommen. Wiederholungsmessungen bei mehreren Einschußenergien boten eine weitere Kontrollmöglichkeit. Während des bis zu $1\frac{1}{2}$ Wochen dauernden intensiven Beschusses eines Targets konnte innerhalb der statistischen Fehler (geringer als 2%) keine Dickenabnahme festgestellt werden. Abschließend wurden die unter gleichen Strahlbedingungen gewonnenen Spektren addiert, was zu Daten von ungewöhnlich hoher statistischer Genauigkeit führte.

Die Ausführung von Messungen sowohl mit Luft- als auch Wasserkühlung des Targets und die Beobachtung von γ -Emission nach Coulomb-Anregung im dicken Tantal-Backing ermöglichten eine Überprüfung der durchgeführten Ladungsnormierung. Diese geschah allerdings nur in relativer Weise, d. h. es erfolgte ein Vergleich der Ausbeuten der nicht durch β -Zerfall oder Raumuntergrund beeinflussten Reaktions-Gammaquanten aus Messungen mit Luft- und Wasserkühlung sowie die Betrachtung von Anregungskurven der auf Strahlladung normierten Ausbeuten der Ta-Linien. Die Ladungsnormierung war innerhalb von 4% unabhängig von der gewählten Kühlungsart. Alle Wirkungsquerschnitte wurden durch Normierung auf die aufgebrachte Strahlladung gewonnen und nicht durch Normierung auf die Coulomb-Anregung der Kerne des den Strahl stoppenden Backings. Selbst wenn der Coulomb-Anregungsquerschnitt im Prinzip hinreichend genau berechnet werden kann, so zeigt diese Methode einige Nachteile und experimentell sehr sensible Punkte. Für ^{181}Ta

sind die B(E2)-Werte nur mit einer Genauigkeit von etwa 10% bekannt; vor allem aber fallen die γ -Energien (136, 165 und 302 keV) gerade in den nur unzulänglich meßbaren Bereich der Efficiency-Kurve des Ge(Li) Detektors. Zudem geht die Energieverlustkurve des Strahls bis hinab zur Energie Null sensitiv ein. Unserer Auffassung nach ist die in der vorliegenden Arbeit gewählte Normierungsmethode – präzise Bestimmung der absoluten Detektor-Efficiency und der aufgetragenen Strahlleistung – bei weitem überlegen. Für eine Diskussion experimenteller Techniken wird auf Sargood [Sar 82] verwiesen.

Störende Beiträge durch Raumuntergrund (bei ^{21}Ne , ^{25}Mg) und Bevölkerung bestimmter Zustände (in ^{24}Mg , ^{25}Mg) auch durch β -Zerfall anderer Reaktionsrestkerne mußten bei Auswertung mehrerer Linien berücksichtigt werden. Die zusätzliche Ausbeute für den Übergang $1 \rightarrow 0$ in ^{24}Mg (2n-Kanal) durch β -Zerfall von ^{24}Na (pn/d-Kanäle) konnte mit Hilfe des Doppler-Effekts ermittelt werden. (Alle Daten im folgenden nach [EndL 78].) Der β^- -Zerfall von ^{24}Na ($T_{1/2} = 15$ h) erfolgt zu 99.94% zum zweiten angeregten Niveau von ^{24}Mg , nachfolgender γ -Zerfall ist zu 100% die Kaskade ($2 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 0$). Aufgrund der im Vergleich zur Abbremszeit der schweren Kerne in Target und Backing kurzen Lebensdauer des zweiten angeregten Zustands (55 fs) spaltet der Übergang $2 \rightarrow 1$ in ^{24}Mg vollständig in zwei Linien auf, die entweder nur der Reaktion (höherenergetische Komponente unter Vorwärtswinkel) oder nur dem β -Zerfall (unverschobene Komponente) zuzuordnen sind (Figur 4.8). Zur Korrektur des ^{24}Mg $1 \rightarrow 0$ Übergangs, bei dem aufgrund der Lebensdauer von 1.98 ps beide Bevölkerungsarten zur unverschobenen Linie beitragen, durch Subtraktion eines entsprechend normierten Vielfachen des $2 \rightarrow 1$ " β "-Übergangs ist das Verhältnis der Detektor-Efficiencies bei den beiden γ -Energien erforderlich; es konnte direkt aus Messungen ohne Strahl entnommen werden. Im zweiten Fall einer zusätzlichen Population durch β -Zerfall, ^{25}Mg durch Zerfall von ^{25}Na , konnte die Korrektur nur anhand der Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells (vergleiche Abschnitt 5.2) durchgeführt werden, indem 13.5% des für ^{25}Na ermittelten Restkernquerschnitts von dem für die ^{25}Mg $1 \rightarrow 0$ Linie gemessenen Wirkungsquerschnitt subtrahiert wurden, so daß nur die Differenz den ^{25}Mg -Restkernquerschnitt aus der Reaktion darstellt. Aufgrund der kurzen Halbwertszeit von ^{25}Na (60 s) sowie der relativen und absoluten Anteile beider Kanäle am Fusionsquerschnitt ist der hier durch die Modellabhängigkeit hervorgerufene methodische Fehler gering. Die durch die Korrekturen entstehenden

Fehler wurden den statistischen Fehlern der Meßpunkte zugeschlagen, worin für ^{24}Mg auch der Fehler der relativen Efficiencies enthalten ist. Der Gesamtfehler der gemessenen Wirkungsquerschnitte ("Rohdaten") der niederenergetischen γ -Linien aus den Restkernen wird zu $\pm 10\%$ abgeschätzt (Efficiency 3–5 %, Targetdicken 7.5 bzw. 6.5 %, absolute Ladungsnormierung etwa 5 %). Die von Freeman und Mitarbeitern [Fre 81] gemessenen Daten für die gleichen Übergänge (gezeigt sind ^{22}Ne , ^{24}Na und ^{18}O , Messungen mit ^{12}C -Target und ^{14}C -Strahl) schließen sich an unsere Messungen am oberen Ende des Energiebereichs in hervorragender quantitativer Übereinstimmung (besser als $\pm 5\%$) an. Dies darf nochmals als Indiz für die Korrektheit aller Normierungen, insbesondere der Targetdicke, gewertet werden.

Nach anderen Reaktionstypen als der Emission leichter Teilchen in der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Reaktion wurde intensiv gesucht, speziell nach Transfer eines Neutrons zu angeregten Zuständen von ^{13}C und inelastischer Streuung. Jeweils der dritte angeregte Zustand von ^{13}C ($E_x = 3.85$ MeV) und ^{14}C (6.74 MeV) zeigen (fast) ausschließlich γ -Zerfall zum Grundzustand, ihre Lebensdauern sind lang genug (12.4 bzw. 97 ps, Daten nach [Ajz 86]), um scharfe Linien im Ge(Li) Spektrum hervorzurufen. Keine der entsprechenden Linien, ebensowenig wie die 4.44 MeV Linie aus ^{12}C und Zerfälle anderer kurzlebiger Zustände von ^{13}C und ^{14}C , konnte in unseren mit extrem guter Statistik sowie guter Auflösung aufgenommenen Spektren gefunden werden. Erst bei höheren Einschubenergien ab etwa $E_{c.m.} \approx 14$ bzw. 11 MeV konnten diese Übergänge aus ^{13}C und ^{14}C von Freeman und Mitarbeitern [Fre 81] beobachtet werden. Als Beweis für die Güte unserer Ge(Li) Spektren sei angeführt, daß z. B. noch der γ -Zerfall eines Niveaus in ^{24}Mg bei $E_x = 7.62$ MeV klar gesehen werden konnte.

Mit Ausnahme von ^{12}C (durch Beobachtung der ^{20}Ne , ^{23}Na und ^{23}Mg -Linien aus $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$) konnten keine Verunreinigungen des Targetmaterials nachgewiesen werden, insbesondere kein Sauerstoff. Allerdings ist der Bereich der Targetmassen, in dem die γ -Messung empfindlich ist, durch Beobachtung von Reaktion oder Streuung zu angeregten, hinreichend schmalen Kernzuständen eingeschränkt. Reaktionen von ^{12}C mit ^{14}C , die zu den gleichen Restkernen ($^{23}\text{Na} + p2n/dn/t$, $^{20}\text{Ne} + \alpha 2n$) wie die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktion führen, sind im untersuchten Energiebereich den Hauser-Feshbach Rechnungen gemäß bedeutungslos. Störungen durch Reaktion des ^{12}C -Strahls mit restlichem ^{13}C im Target

sind bei der gegebenen Abreicherung vollständig vernachlässigbar. Wasserstoff, der im Target aufgrund des Crack-Prozesses vorhanden ist, konnte wegen des geringen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^1\text{H}(^{12}\text{C}, \gamma)^{13}\text{N}$ nicht festgestellt werden.

5. Analyse und Diskussion der experimentellen Ergebnisse

Für die Mehrzahl der Systeme leichter Schwerionen konnte der dominierende Reaktionsmechanismus in der Umgebung der Coulomb-Barriere als vollständige Fusion der Reaktionspartner identifiziert werden (vergleiche z. B. [VazA 81], [Mos 84], [BarT 85], [Bec 85]). Der Zerfall des gebildeten Compoundkerns erfolgt dann nach den Gegebenheiten der zur Verfügung stehenden Zerfallsenergien und der Zahl der offenen Zerfallskanäle, bestimmt durch Transmissionskoeffizienten und Niveaudichten (z. B. [Sto 85]).

In diesem Kapitel werden die experimentellen Daten der Teilchenemission im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ mit Modellrechnungen nach dem Hauser-Feshbach Formalismus konfrontiert, um die Anwendbarkeit des obigen Bildes zu prüfen. Besonderes Interesse gilt hier dem Fusionsquerschnitt. Auf der Grundlage dieser Ergebnisse wird eine Deutung des Strahlungseinfangs der beiden schweren Ionen als Compoundkernbildung, gefolgt von statistischer Emission hochenergetischer γ -Quanten in Konkurrenz zur Teilchenevaporation, versucht. Dabei kommt den Zerfalleigenschaften der auf Grund- und angeregten Zuständen aufgebauten Riesenresonanzen große Bedeutung zu. Die prononcierten Strukturen in den Anregungskurven des Strahlungseinfangs können durch diesen Mechanismus jedoch nicht erklärt werden. Sie werden als intermediäre Resonanzen mit ungewöhnlichen, sehr spezifischen Eigenschaften interpretiert. Abschließend wird die Frage nach einer möglichen Spinzunordnung und der dominierenden Multipolordnung der elektromagnetischen Übergänge untersucht.

Hauser-Feshbach Rechnungen werden in dieser Arbeit zur Identifizierung des jeweiligen Reaktionsmechanismus durchgeführt. Demgemäß müssen die eingehenden Parameter aus anderen experimentellen Untersuchungen von vornherein bekannt sein, sie dürfen in diesem Sinne nicht als "frei" betrachtet werden. Eine Reihe notwendiger Verfeinerungen wird in die Rechnungen einbezogen.

5.1 Statistisches Modell für Compoundkernreaktionen

Fundamentale Grundlage des statistischen Modells für den Zerfall eines angeregten Kernes ist, daß sich seine Nukleonen bezüglich aller relevanten Freiheitsgrade vor dem Zerfall in thermischem Äquilibrium befinden. Dies ist für eine Compoundkernreaktion äquivalent zu der Aussage, daß Bildung und Zerfall des Compoundkerns — unter Wahrung der Erhaltungssätze — unabhängig voneinander sind (Bohr'sche Hypothese). Im folgenden werden die Grundlagen wiedergegeben, auf denen der hier benutzte Computercode CASCIP (bzw. CASCADE) beruht. Die in Abschnitt 5.1.1 angegebenen Formeln finden sich in den Übersichtsartikeln von Feshbach [Fes 60], Vogt [Vog 68], Stokstad [Sto 85] und Hodgson [Hod 87].

5.1.1 Hauser-Feshbach Formalismus

Ausgehend von dem allgemeinen Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion $A(a,a')A'$, die von einem Anfangszustand α zu einem Endzustand α' führt, haben Hauser und Feshbach [HauF 52] den energiegemittelten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\alpha\alpha'} \equiv \langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle$ für eine Compoundkernreaktion angegeben. Dieser lautet in winkelintegrierter Form:

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \pi \lambda_{\alpha}^2 \sum_{J^{\pi}} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2I'+1)} \frac{\left\{ \sum_{s, \ell} T_{\ell}(\alpha) \right\}^J \cdot \left\{ \sum_{s', \ell'} T_{\ell'}(\alpha') \right\}^J}{\left\{ \sum_{\alpha''} \sum_{s'', \ell''} T_{\ell''}(\alpha'') \right\}^J} \quad (5.1)$$

Dabei stehen α und α' für alle nicht explizit aufgeführten Quantenzahlen von Eingangs- bzw. Ausgangskanal; I und i sind die Spins von Target bzw. Projektil, J^{π} die Quantenzahlen der Compoundkernniveaus. Die Bahndrehimpulse ℓ und ℓ' sowie die Kanalspins s und s' folgen den üblichen Vektorkopplungsregeln $J = \ell + s = \ell' + s'$, $s = I + i$, $s' = I' + i'$, die Parität gehorcht $\pi = \pi_A \pi_a (-1)^{\ell} = \pi_{A'} \pi_{a'} (-1)^{\ell'}$. Die Summationssymbole bedeuten also:

$$\left\{ \sum_{s, \ell} T_{\ell}(\alpha) \right\}^J = \sum_{s=|I-i|}^{I+i} \sum_{\ell=|J-s|}^{J+s} T_{\ell}(\alpha) \quad (5.2)$$

Zusätzlich zu den oben genannten gehen hier zwei weitere Voraussetzungen ein: Im Compoundkern tragen viele sich überlappende Niveaus zur Reak-

tion bei, d. h. es gilt $\langle \Gamma^J / D^J \rangle \gg 1$, wobei Γ und D mittlere Breite bzw. Abstand der Niveaus gleichen Spins J sind; dies führt im Energiemittel zum Herausheben aller Interferenzen zwischen den einzelnen fluktuierenden S-Matrixelementen. Beiträge direkter Reaktionen müssen vernachlässigbar sein.

Die Schreibweise

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \sum_{J^{\pi}} \sigma^J(\alpha) \cdot P^J(\alpha') \quad (5.3)$$

mit

$$\sigma^J(\alpha) = \pi \lambda_{\alpha}^2 \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2I+1)} \left(\sum_{s, \ell} T_{\ell}(\alpha) \right)^J \quad (5.4)$$

für den partiellen Fusionswirkungsquerschnitt im Eingangskanal α zu J^{π} und

$$P^J(\alpha') = \frac{1}{G} \left(\sum_{s', \ell'} T_{\ell'}(\alpha') \right)^J \quad (5.5)$$

für die Wahrscheinlichkeit für Zerfall in den Kanal α' verdeutlicht die Unabhängigkeit von Bildung und Zerfall des Compoundkerns. Der Hauser-Feshbach Nenner ist die Summe über alle offenen Kanäle:

$$G^J = \left(\sum_{\alpha''} \sum_{s''} \left[\sum_{E_{\alpha''}=0}^{E_{d''}} T_{\ell''}(\alpha'') + \frac{E_{d''}^{\max}}{E_{d''}} \int T_{\ell''}(\alpha'') \rho(\alpha'', E'') dE'' \right] \right)^J \quad (5.6)$$

Er wird im Bereich diskreter Endzustände in den Restkernen durch Summation über diese und oberhalb davon durch Integration über Niveaudichten berechnet.

Die Anzahl der offenen Zerfallskanäle des Compoundkerns ist

$$N^J = \left(\sum_{\alpha''} \sum_{s''} T_{\ell''}(\alpha'') \right)^J = 2\pi \left\langle \frac{\Gamma^J}{D^J} \right\rangle \quad (5.7)$$

wobei Γ^J die mittlere Breite der Compoundkernniveaus und $D^J = (\rho_1(E_1, J_1, \pi_1))^{-1}$ ihr mittlerer Abstand ist; ρ_1 ist die Dichte der Compoundkernniveaus (Kern 1, Anfangszustand i , $J \equiv J_1$). Eine analoge Beziehung wird auch für die Partialbreiten $\Gamma^J(\alpha' \ell' s')$ für Zerfall aus einem Zustand J^{π} in den durch die Quantenzahlen α', ℓ', s' spezifizierten einzelnen Ausgangskanal angesetzt (auch wenn dafür die Voraussetzung $T_{\ell'}(\alpha') \ll 1$ nicht unbedingt erfüllt ist, vergleiche [Vog 68] und [MahW 79]).

Durch Multiplikation mit der Dichte der Endzustände $\rho_2(E_f, J_f, \pi_f)$ erhält man aus Gleichung 5.7 eine dem Zähler von Gleichung 5.5 analoge Beziehung.

Die Zerfallsbreite pro Energieintervall, $d\Gamma_\mu/dE_\mu$, für Zerfall des Kerns 1 (Compoundkern, Energie E_1 , Quantenzahlen J_1, π_1) zu einem Kern 2 (Restkern, mit E_f, J_f, π_f) durch Emission eines Teilchens μ (Spin i_μ) ist (vergleiche [Püh 77], [Sno 86]):

$$\frac{d\Gamma_\mu(E_\mu)}{dE_\mu} = \frac{\rho_2(E_f, J_f, \pi_f)}{2\pi \rho_1(E_1, J_1, \pi_1)} \cdot \sum_{s'=|J_f-i_\mu|}^{J_f+i_\mu} \sum_{s'=|J_1-s'|}^{J_1+s'} T_{s'}(E_\mu) \quad (5.8)$$

wobei $E_\mu = E_1 - E_f - B_\mu$ die kinetische Energie des Teilchens μ (im Schwerpunktsystem) und B_μ seine Bindungsenergie sind. Für γ -Zerfall wird analog angesetzt:

$$\frac{d\Gamma_\gamma(E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{\rho_1(E_f, J_f, \pi_f)}{\rho_1(E_1, J_1, \pi_1)} \cdot \sum_\lambda F_\lambda(E_\gamma) \quad (5.9)$$

wobei λ die Multipolarität des Übergangs (hier beschränkt auf $E1, M1, E2$) und $F_\lambda(E_\gamma) = f_\lambda(E_\gamma) \cdot E_\gamma^{2\lambda+1}$ mit $E_\gamma = E_1 - E_f$ ist; $f_\lambda(E_\gamma)$ ist die γ -Stärkefunktion [BarE 73]. Für Ein-Teilchen-Übergänge ist das Übergangsmatrixelement konstant, $f_\lambda = C_\lambda$; dieser Ansatz kann für Übergänge zwischen niedrig liegenden Niveaus gemacht werden.

Dieser Formalismus wird im Programm CASCADE, entwickelt von Pühlhofer [Püh 77], für alle Zerfallsschritte angewandt, nachdem die Bevölkerung des angeregten Compoundkerns spezifiziert ist. Der Code hat durch verschiedene Autoren eine Reihe von zum Teil starken Modifikationen erfahren, die im Programm CASCIP von M.N. Harakeh ([Har 86] und [HarD 86]) mündeten. Diese sind der Einschluß von Parität und Isospin (siehe Abschnitt 5.1.2) als guten Quantenzahlen sowie die Behandlung des γ -Zerfalls unter Berücksichtigung der Riesenresonanzen (siehe Abschnitt 5.3.1).

Die wesentlichen Ingredienzien von Hauser-Feshbach Rechnungen sind damit angeführt: Der Eingangskanal bestimmt den totalen Fusionswirkungsquerschnitt und die Spinverteilung im Compoundkern. (Eine Begrenzung durch die Yrast-Linie oder die statistische Yrast-Linie stellt sich in unserem Fall als nicht relevant heraus.) Aufgrund des Reziprozitätssatzes erhält man die Transmissionskoeffizienten sowohl für Eingangskanal als auch Ausgangskanäle aus den Diagonalelementen der jeweiligen energiegemittelten S-Matrix:

$$T_\ell(\alpha, E) = 1 - |\langle S_{\alpha\ell}^J(\alpha, E) \rangle|^2 \quad (5.10)$$

Sie werden als nur vom Bahndrehimpuls abhängig angenommen. Die Trans-

missionskoeffizienten für den Eingangskanal $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ wurden in dieser Arbeit mit dem Programm ATHREE [Aue 78] berechnet. Das hier verwendete Potential wird in Abschnitt 5.2 diskutiert. Für die Ausgangskanäle wurden die Transmissionskoeffizienten mit dem Programm TL [Har 86] unter Benutzung globaler optischer Potentiale berechnet (n: Set B aus [RapK 79], p: [Per 63], α : [Huü 62], d: [LohH 74]). Diese Wahl stellt unseren standardmäßigen Parametersatz dar.

Zur Behandlung der Niveaudichten im Bereich ungenügend bekannter diskreter Zustände und der Kontinuumsgegend werden Niveaudichteformeln benutzt. Im Programm CASCIP [Har 86] wird der Ansatz des Back-shifted Fermi-Gas Modells verwendet. Die Niveaudichte für den Spin J und beide Paritäten gemeinsam ist als Funktion der Anregungsenergie E_x gegeben durch:

$$\rho(E_x, J) = \frac{2J+1}{12 \Theta^{3/2}} \frac{\sqrt{a}}{(U+T)^2} \exp(2\sqrt{a}U) \quad (5.11)$$

wobei

$$U = E_x - \Delta - \frac{J(J+1)}{\Theta} = aT^2 - T \quad (5.12)$$

$$\Theta = \frac{2 I_{\text{rig}}}{\hbar^2}$$

Dabei sind T die Kerntemperatur und I_{rig} das Trägheitsmoment einer starren Kugel. a ist der Niveaudichteparameter, Δ die Energieverschiebung (Back shift).

Die Wahl der Parameter a und Δ hängt (oberhalb der Region bekannter diskreter Zustände bei niedriger Energie) von der Anregungsenergie ab. Im mittleren Energiebereich, $E_x < 40 \text{ A}^{-1/3} \text{ MeV}$, werden die Parameter a und Δ der Systematik von Dilg et al. [DilS 73] entnommen oder wurden für leichte Kerne ($A \leq 44$) durch Harakeh [Har 86] an die bekannten Niveauschemata ([Ajz 84-87], [EndL 78]) angepaßt (vergleiche den Anhang). Zur Festlegung der Spinabhängigkeit der Niveaudichte wird für den Kernradius im hier interessierenden Massenbereich $R = R_0 A^{1/3}$ mit $R_0 = 1.3 \text{ fm}$ benutzt und das Trägheitsmoment gemäß [Püh 77] auf 85% desjenigen eines starren Körpers reduziert. Bei hohen Anregungsenergien, $E_x > 80 \text{ A}^{-1/3} \text{ MeV}$, erwartet man das Verschwinden von Schalen- und Paarungseffekten; dies ist der Bereich des Flüssigkeitstropfens mit Parametern $a_{\text{LDM}} \approx A/8 \text{ MeV}^{-1}$ und Δ_{LDM} [Püh 77]. In diesem Bereich entspricht das Trägheitsmoment demjenigen eines rotierenden, deformierbaren

Flüssigkeitstropfens, $\Theta' = \Theta(1 + \delta J^2 + \delta' J^4)$ mit kleinen Deformationsparametern δ und δ' . Im Übergangsbereich, $40 A^{-1/3} \text{ MeV} \leq E_x \leq 80 A^{-1/3} \text{ MeV}$, werden die Parameter a , Δ und Θ linear interpoliert [Püh 77]. Im allgemeinen werden die Niveaudichten in allen Energiebereichen zu gleichen Teilen in Anteile positiver und negativer Parität aufgeteilt, $\rho(E_x, J, \pi) = 1/2 \rho(E_x, J)$. Im Fall von gg-Kernen wird hier anders vorgegangen: Für $E_x < 15 A^{-1/3} \text{ MeV}$ sollen nur Zustände positiver Parität existieren, im Bereich $15 A^{-1/3} \text{ MeV} \leq E_x \leq 40 A^{-1/3} \text{ MeV}$ wird linear zwischen dieser einseitigen und der vorstehenden gleichmäßigen Aufteilung interpoliert. Diese Wahl der Parameter stellt unseren standardmäßig verwendeten Satz von Niveaudichten dar.

5.1.2 Isospin im statistischen Modell

Bislang wurde der Hauser-Feshbach Formalismus unter Vernachlässigung des Isospins dargestellt. Einen augenfälligen Beweis für die Bedeutung des Isospins gaben in der neueren Literatur M.N. Harakeh und Mitarbeiter mit der Messung hochenergetischer γ -Quanten aus Riesenresonanzzerfällen in den Reaktionen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$, $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ [HarD 86]. Bei Compoundkernreaktionen speziell in leichten Systemen kommt dem Isospin die Rolle einer nur schwach gebrochenen Symmetrie zu; man vergleiche dazu den Übersichtsartikel von Harney, Richter und Weidenmüller [HarR 86] und darin enthaltene Referenzen. Im Computercode CASCIP von M.N. Harakeh ([Har 86] und [HarD 86]) werden Isospin und Parität als gute Quantenzahlen behandelt. Weiterhin kann Isospinmischung eingeschlossen werden, jedoch stimmen wir mit dem gewählten Ansatz nicht vollständig überein. Wir geben im folgenden nur die in unseren Rechnungen ausgenutzten Einzelheiten wieder.

Zunächst werden die isospinunabhängig berechneten Transmissionskoeffizienten mit den Quadraten der Clebsch-Gordan Koeffizienten $\langle T_f T_{fz} t t_z | T_i T_{iz} \rangle$ multipliziert, um die Kopplung des Isospins des Anfangszustands (T_i , z-Komponente T_{iz}) an diejenigen des Endzustands (T_f) und des Zerfallsteilchens (t) durchzuführen [GriA 72]. Für alle Niveaus ist der Isospin als weitere Quantenzahl zu berücksichtigen, $T = T_- = 1/2 (N - Z)$ oder $T = T_+ = T_- + 1$. Im Bereich der kontinuierlichen Niveaudichte lautet der Ansatz von Harakeh, die Dichte der T_+ Zustände ebenfalls mit der üblichen Niveaudichteformel (Gleichung 5.11)

zu berechnen, wobei der fiktive Grundzustand um die Anregungsenergie des isobaren Analogzustands (niedrigstes $T_>$ Niveau) zu höheren Energien hin verschoben ist. Die Dichte der $T_<$ Zustände wird anschließend so normiert, daß die Summe der Dichten von $T_<$ und $T_>$ Zuständen bei gegebener Anregungsenergie gleich der isospinunabhängig berechneten Niveaudichte ist [HarD 86].

Ist der Isospin eine erhaltene Quantenzahl, so lautet Gleichung 5.1 unter Berücksichtigung der beiden Klassen $T_1 = T_<$ und $T_2 = T_>$:

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{\tau_{\alpha 1} \tau_{\alpha' 1}}{\tau_1} + \frac{\tau_{\alpha 2} \tau_{\alpha' 2}}{\tau_2} \quad (5.13)$$

Dabei stehen die Symbole τ für die entsprechenden Summen von Transmissionskoeffizienten, multipliziert mit den Quadraten der jeweiligen Clebsch-Gordan Koeffizienten; kinematische Faktoren und Spingewichte sind dem allgemeinen Gebrauch in der Literatur folgend fortgelassen. Dieser Ansatz wird in CASCIP im Fall "guten" Isospins realisiert, wobei die Compoundkernbevölkerung $\sigma^J(\alpha, i) \equiv \tau_{\alpha i}$ als Funktion von J, π, T zu spezifizieren ist.

In der Literatur ist eine Reihe von Ansätzen zum Einschluß der Isospinmischung in Hauser-Feshbach Rechnungen zu finden (z. B. [GriA 72], [ShiT 75], [HarW 77]). Die formale Äquivalenz dieser Ansätze wurde von Lane [Lan 78] gezeigt, vorausgesetzt, die jeweils unterschiedlichen Isospinmischungsparameter werden entsprechend interpretiert. Der Ansatz von Grimes et al. [GriA 72] lautet (in der Notation von [Lan 78]):

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{(\tau_{\alpha 1} + \mu \tau_{\alpha 2})(\tau_{\alpha' 1} + \mu \tau_{\alpha' 2})}{\tau_1 + \mu \tau_2} + (1 - \mu) \frac{\tau_{\alpha 2} \tau_{\alpha' 2}}{\tau_2} \quad (5.14)$$

$$\mu = \frac{\Gamma_2^\downarrow}{\Gamma_2^\uparrow + \Gamma_2^\downarrow}$$

Der Parameter μ gibt den Anteil der Breite der $T_>$ Zustände an, der durch Mischung zu der Vielzahl von $T_<$ Zuständen des Compoundkerns zerfällt. $\Gamma_2^\downarrow$ ist die überwiegend auf der Coulomb-Wechselwirkung beruhende Spreading Width, $\Gamma_2^\uparrow$ die Decay Width für Zerfall in die offenen Ausgangskanäle. μ ist identisch mit dem Unterdrückungsfaktor f aus [HarR 86], diese Autoren setzen die Größe $\Gamma_2^\downarrow / \Gamma_2^\uparrow$ in Beziehung zum Isospinmischungsparameter.

Der Ansatz mit Isospinmischung aus Gleichung 5.14 ist im ohnehin umfangreichen Programm CASCIP nicht implementiert. Wir haben ihn jedoch im

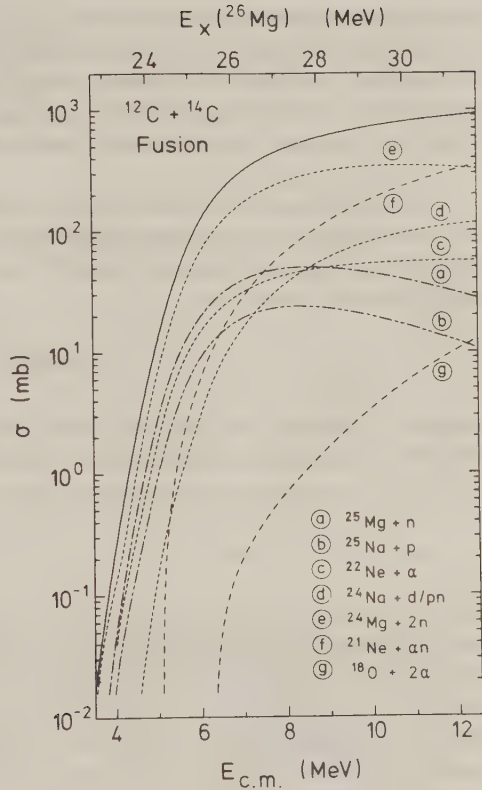
Fall der Bevölkerung des Compoundkerns ^{26}Mg ($T_{<} = 1$) durch $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ ($T = 1$) unter Vernachlässigung des vergleichsweise kleinen Terms $\mu\tau_2$ im Hauser-Feshbach Nenner des ersten Summanden in den Rechnungen realisieren können. Der Eingangskanal koppelt nur an Niveaus der ersten Klasse, der γ -Kanal an beide ($\tau_{\alpha 1} \neq 0$, $\tau_{\alpha 2} = 0$, $\tau_{\gamma 1} \neq 0$, $\tau_{\gamma 2} \neq 0$).

5.2 Fusion im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$

Das Bild der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$, das man im Rahmen des statistischen Modells erhält, ist in Figur 5.1 dargestellt. Hier wurde der totale Reaktionsquerschnitt für den Eingangskanal $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ unter Benutzung des modifizierten Proximity-Potentials nach Haider und Čujec [Haič 84] mit dem von uns entsprechend erweiterten Computercode ATHREE [Aue 78] berechnet. Den nachfolgenden Hauser-Feshbach Rechnungen liegt damit die übliche Annahme zugrunde, daß der Fusionswirkungsquerschnitt mit dem totalen Reaktionswirkungsquerschnitt identifiziert werden darf. Diese Annahme ist in der weiteren Diskussion zu rechtfertigen; hier sei nur vorweggenommen, daß wenige Parameter des globalen Proximity-Potentials von Haider und Čujec gerade zur Beschreibung der Fusion leichter Schwerionen speziell der p-Schale angepaßt wurden. Andere Parametersätze für das optische Potential des Eingangskanals $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ werden im Verlauf dieses Abschnitts diskutiert.

In der Abbildung ist weiterhin die Aufteilung des Fusionsquerschnitts in die Wirkungsquerschnitte für Produktion einzelner Restkerne durch Emission eines (n, p, d, α) oder mehrerer (2n, pn, α n, 2α) leichter Teilchen dargestellt, berechnet im Rahmen des statistischen Modells mit dem Programm CASCIP ([Har 86], siehe Abschnitt 5.1). Den Rechnungen liegen die in Abschnitt 5.1 angeführten standardmäßigen Parametersätze für die optischen Potentiale in den Ausgangskanälen und für die Niveaudichten der Restkerne zugrunde. Diese Rechnungen wurden unter der Annahme vollständiger Isospinerhaltung durchgeführt, d. h. der Eingangskanal $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ bevölkert nur $T = T_{<} = 1$ Zustände im hochangeregten Compoundkern ^{26}Mg . Die Berücksichtigung einer Isospinmischung, d. h. auch Bevölkerung von $T = T_{>} = 2$ Zuständen des Compoundkerns ($\mu = 0.16$, vergleiche Abschnitt 5.3.1), ändert die Restkernquerschnitte innerhalb der Rechengenauigkeit von CASCIP nicht. Diese Vorgehensweise bezüglich des

Figur 5.1: Vorhersage des modifizierten Proximity-Potentials für den Fusionsquerschnitt im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ (Programm ATHREE) und der Zerfall des Compoundkerns ^{26}Mg in gebundene Zustände der Restkerne durch Emission eines oder mehrerer leichter Teilchen gemäß dem statistischen Modell (Programm CASCIP, vergleiche den Text).



Isospins ist durch alle bisherigen Untersuchungen gerechtfertigt [HarR 86] und für "leichte" Systeme sogar erforderlich. (Rechnungen mit vollständiger Isospinmischung vermögen die im folgenden vorzustellenden Daten nicht zu beschreiben.) γ -Zerfall als Konkurrenz zur Teilchenemission wurde in allen Rechnungen berücksichtigt. Die durch Emission zweier leichter Teilchen erreichten Ausgangskanäle erhalten bei allen Energien einen überaus großen Anteil des Fusionsquerschnitts. Der 2n-Kanal (^{24}Mg) dominiert im gesamten hier interessierenden Energiebereich. Ab etwa 1 MeV oberhalb der Coulomb-Barriere ($V_{\text{CB}} = 6.5 \text{ MeV}$) wird α n-Emission zum zweitstärksten Kanal. Mit

Ausnahme der tiefsten Einschußenergien ($E_{c.m.} \leq 6 \text{ MeV}$) wird ^{24}Na überwiegend durch Emission von p und n (nicht d) bevölkert. Die Emission von drei leichten Teilchen ist in unserem Energiebereich vollständig vernachlässigbar; erst oberhalb $E_{c.m.} \approx 15 \text{ MeV}$ überwiegen diese Kanäle ($^{23}\text{Na} + p2n$, $^{20}\text{Ne} + \alpha 2n$) gegenüber der verbleibenden Ein-Teilchen-Emission.

In den γ -Übergängen zwischen niedrig liegenden Zuständen der Restkerne ist nur ein Teil des jeweiligen Restkernproduktionsquerschnitts repräsentiert, gegeben durch den als "Branching fraction" oder "Branching factor" bezeichneten Bruchteil F. Dieser ist

$$F_{l \rightarrow m} = \frac{1}{\sigma_{\text{res}}^{\text{th}}} \cdot b_{l \rightarrow m} \cdot \left(\sigma_l^{\text{th}} + \sum_{i=1+1}^M \sigma_i^{\text{th}} B_{l \rightarrow i} \right) \quad (5.15)$$

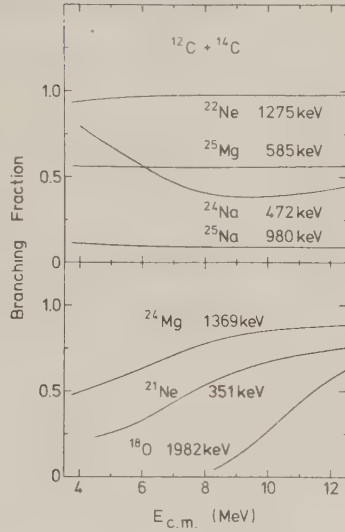
wenn der γ -Übergang $l \rightarrow m$ gemessen wurde. Der Anteil $B_{l \rightarrow i}$, mit dem das i -te Niveau zur Bevölkering des Ausgangsniveaus l beiträgt, berechnet sich mit den γ -Verzweigungsverhältnissen $b_{l \rightarrow j}$ ($\sum b_{l \rightarrow j} = 1$ für $j = 0, \dots, l-1$) zu

$$B_{l \rightarrow i} = b_{l \rightarrow i} + \sum_{j=1+1}^{i-1} b_{l \rightarrow j} B_{j \rightarrow i} \quad (i = 1+1, \dots, M) \quad (5.16)$$

Der obere Summationsindex M bezeichnet das bei gegebener Einschußenergie höchste durch Teilchenemission bevölkerte Niveau des jeweiligen Restkerns, welches auch oberhalb der Teilchenschwelle und/oder in der durch die Niveaudichte bestimmten Region liegen kann. Sind die γ -Verzweigungsverhältnisse für hochliegende Niveaus nicht mehr bekannt, so muß $B_{l \rightarrow i}$ für diese geeignet extrapoliert werden. In Gleichung 5.15 ist σ_l^{th} der Wirkungsquerschnitt für Bevölkering des i -ten Niveaus nach allen Teilchenzerfällen, $\sigma_{\text{res}}^{\text{th}}$ der gesamte Produktionsquerschnitt für diesen Restkern. Diese theoretischen Wirkungsquerschnitte sind im Rahmen eines Reaktionsmodells zu berechnen. Die Modellabhängigkeit der Branching Faktoren F wird jedoch dadurch verringert, daß nur relative Bevölkeringswahrscheinlichkeiten der Niveaus innerhalb eines Restkerns eingehen.

Die Branching Faktoren F wurden für die interessierenden γ -Übergänge (vergleiche Tabelle 4.3 und Figur 4.8) im statistischen Modell mit Hilfe des Computercodes CASCIPB berechnet. CASCIPB ist eine im Rahmen dieser Arbeit nochmals erweiterte Version von CASCIP. Die Ergebnisse für die jeweils

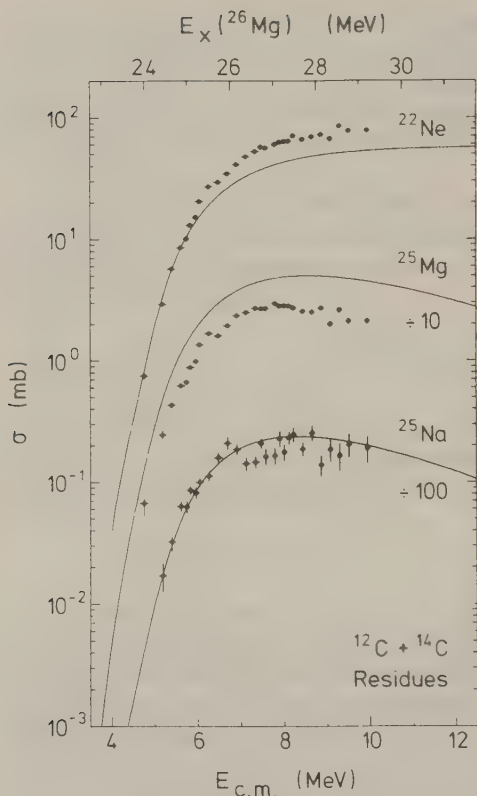
Figur 5.2: Branching Faktoren F (Programm CASCIPB) für die niedrigsten beobachteten γ -Übergänge in den Restkernen (vergleiche den Text und Tabelle 4.3).



niedrigsten beobachteten Übergänge sind in Figur 5.2 dargestellt. Im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ dominiert die Emission zweier leichter Teilchen, diese Kanäle haben geringe Q-Werte. Daher ist die Ermittlung von energieunabhängigen Branching Faktoren unter Annahme einer zu $2J+1$ proportionalen Bevölkerung jedes Niveaus nicht sinnvoll. Wie in Abschnitt 4.3 bereits angeführt, ist eine weitere Korrektur auf Summationseffekte innerhalb einer γ -Kaskade (durch Modifikation der $B_{1 \rightarrow 1}$) unter den gegebenen experimentellen Bedingungen nicht erforderlich. Die aufgrund von Beiträgen aus Raumuntergrund und β -Zerfall notwendigen Korrekturen der "Rohdaten" sind dort ebenfalls erläutert. Mit den Branching Faktoren werden die "experimentellen" Wirkungsquerschnitte für Produktion eines Restkerns aus den jeweiligen gemessenen Wirkungsquerschnitten der sekundären γ -Zerfälle ermittelt:

$$\sigma_{\text{res}}^{\text{exp}} = \frac{1}{F_{1 \rightarrow m}} \cdot \sigma^{\text{exp}}(\gamma_{1 \rightarrow m}) \quad (5.17)$$

Die unter Benutzung der jeweils niedrigsten beobachteten γ -Übergänge gewonnenen Restkernquerschnitte sind in den Figuren 5.3 und 5.4 dargestellt,

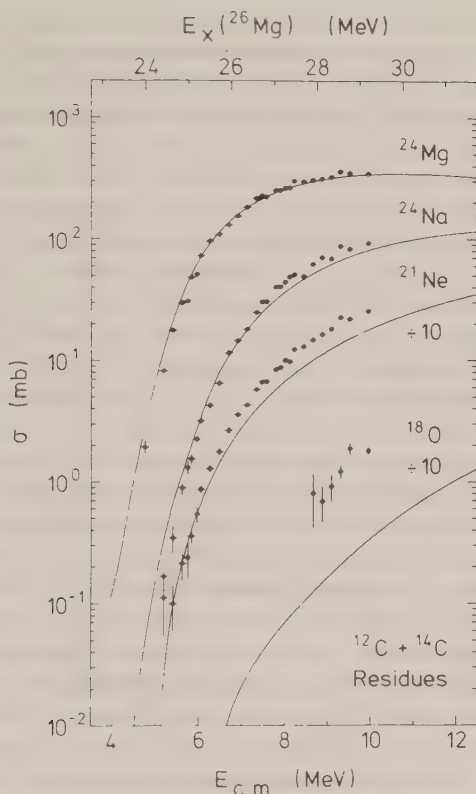


Figur 5.3: Experimentelle (Datenpunkte) und im statistischen Modell berechnete (Kurven) Restkernwirkungsquerschnitte für Ein-Teilchen-Zerfallskanäle des Systems $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$. Der Übersichtlichkeit wegen wurden Daten und Rechnungen für einige Kanäle um die angegebenen Faktoren untersetzt dargestellt.

zusammen mit den entsprechenden Vorhersagen des statistischen Modells. Alle Datenpunkte wurden bei der effektiven Schwerpunktenenergie in der Mitte des Targets eingetragen, horizontale Fehlerbalken repräsentieren den Energieverlust des Strahls im Target.

Da viele Parameter in die Hauser-Feshbach Rechnungen eingehen, deren Kenntnis vorausgesetzt werden muß, ist zunächst die Abhängigkeit der Ergebnisse von der getroffenen Wahl zu diskutieren. Anschließend wird auf die prinzipielle Modellabhängigkeit der Ergebnisse eingegangen.

Figur 5.4: Wie Figur 5.3, jedoch für die (überwiegend) durch Zwei-Teilchen-Zerfall erreichten Ausgangskanäle.



Allgemein werden Niveaudichten als die empfindlichsten Ingredienzen in Rechnungen nach dem statistischen Modell angesehen. In dieser Arbeit wurden als Standardparameter die von M.N. Harakeh im Programm CASCIP implementierten Niveaudichteparameter benutzt, die durch Anpassung an experimentell bekannte Niveauschemata gewonnen wurden ([Har 86], [HarD 86], vergleiche Abschnitt 5.1 und den Anhang). Diskrete Niveaus wurden, soweit ausreichend bekannt, in CASCIPB eingesetzt. Als Alternative haben wir den von Charvet et al. [ChaD 82] in ihrer Analyse der $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ Reaktion benutzten Satz von Niveaudichteparametern (a und Δ) verwendet. Hierdurch ergeben sich zum Teil

beträchtliche Änderungen der nach dem statistischen Modell erwarteten Restkernquerschnitte gegenüber den in den Figuren 5.3 und 5.4 gezeigten Vorhergesagen (^{25}Mg : $-(10-15)\%$, ^{25}Na : $-(15-20)\%$, ^{24}Na : $-(20-35)\%$, ^{21}Ne : $+(20-40)\%$, für ^{22}Ne und ^{24}Mg im Bereich weniger Prozent), jedoch ändern sich die berechneten Branching Faktoren um weniger als 3% für alle Kanäle mit Ausnahme von ^{24}Na , wo sie sich um 5–15% erniedrigen. Die Liquid drop Region der Niveaudichte von CASCIP geht nur indirekt über den tiefer liegenden Interpolationsbereich ein; die Veränderung der hier gültigen Parameter auf die von der Seattle-Gruppe vorgeschlagenen Werte $a_{\text{LDM}} = (A/9.0 - A/10.0) \text{ MeV}^{-1}$ mit passender Wahl von Δ_{LDM} [KicS 87] anstelle von $a_{\text{LDM}} = A/8.0 \text{ MeV}^{-1}$ gemäß [Püh 77] hat einen sehr geringen Einfluß lediglich auf die für ^{22}Ne und ^{25}Mg vorhergesagten Restkernquerschnitte und keinen Einfluß auf die Branching Faktoren aller Kanäle.

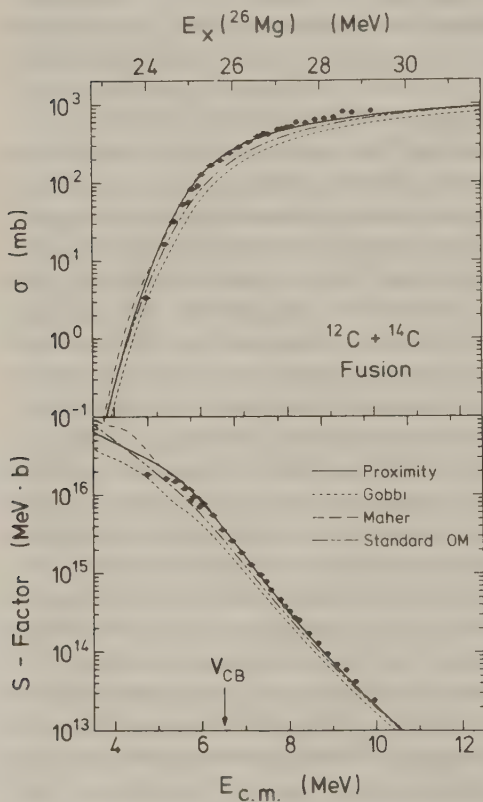
Die Verwendung anderer Parametersätze für das optische Potential in den Ausgangskanälen leichter Teilchen (n : [WilH 64], α : [Sat 65] und [McFS 66]) übt auf die Branching Faktoren ebenfalls nur einen Einfluß im Bereich weniger Prozent aus. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß sich eine eventuelle ungenügende Anpassung aller drei vorliegenden α -Potentiale für den Bereich niedriger α -Energien in den Rechnungen negativ auswirkt. Die berechneten Branching Faktoren sind ebenfalls nahezu unabhängig von der Wahl des Potentials für den Eingangskanal, während die vorhergesagten Fusions- und Restkernquerschnitte davon stark abhängen.

Somit reagieren die im statistischen Modell berechneten Branching Faktoren und damit auch die mit ihrer Hilfe ermittelten "experimentellen" Restkernquerschnitte nur wenig sensitiv auf physikalisch vernünftige Änderungen aller eingehenden Parameter. Diese Unempfindlichkeit beruht zum einen darauf, daß die Branching Faktoren nur relative Größen sind, zum anderen auf der Mittelung über viele Kernniveaus. Zur Kontrolle der Zuverlässigkeit der Branching Faktoren und für eine erste – allerdings gering zu bewertende – Prüfung der Anwendbarkeit des statistischen Modells überhaupt kann der Wirkungsquerschnitt für einen Ausgangskanal aus den experimentellen Ausbeuten mehrerer γ -Übergänge in diesem Restkern ermittelt werden. Wir haben diese Überprüfung für die Kanäle $^{24}\text{Mg} + 2n$ und $^{25}\text{Mg} + n$ durchgeführt, wobei ^{24}Mg den Vorteil besitzt, daß im gesamten Energiebereich nur diskrete

Niveaus mit bekannten Verzweungsverhältnissen für γ -Zerfall beteiligt sind. Oberhalb der Coulomb-Barriere, d. h. für $E_{\text{c.m.}} \geq 6.5 \text{ MeV}$, weicht das Verhältnis der aus den $1 \rightarrow 0$ und $2 \rightarrow 1$ Übergängen in ^{24}Mg ermittelten Wirkungsquerschnitte für den $2n$ -Kanal um nicht mehr als $\pm 10\%$ von 1.0 ab; nur im Bereich $E_{\text{c.m.}} = 5.0 - 6.5 \text{ MeV}$ treten Abweichungen von 10–20% auf, dort sind allerdings auch die statistischen Fehler der Ausbeute der $2 \rightarrow 1$ Linie und die numerische Unsicherheit des Branching Faktors für diesen Übergang am größten. Für den Kern ^{25}Mg ist die Übereinstimmung für die γ -Zerfälle des ersten und zweiten angeregten Zustands ebenfalls zufriedenstellend.

Die Übereinstimmung zwischen den in den Figuren 5.3 und 5.4 gezeigten, experimentell ermittelten und den vom statistischen Modell vorhergesagten Wirkungsquerschnitten für Restkernproduktion ist für die Kanäle $^{24}\text{Mg} + 2n$ und $^{24}\text{Na} + pn / d$ sehr gut. Für den $^{25}\text{Na} + p$ Kanal ist die beobachtete Übereinstimmung aufgrund des sehr kleinen Branching Faktors und des nur unvollständig bekannten Niveauschemas von ^{25}Na nicht so hoch zu bewerten. Dem stehen Unterschätzung der mit α -Emission verbundenen Kanäle und eine starke Überschätzung des $1n$ -Kanals durch die Hauser-Feshbach Rechnungen gegenüber. Die Kanäle $^{22}\text{Ne} + \alpha$ und $^{21}\text{Ne} + \alpha n$ werden für $E_{\text{c.m.}} \geq 6.5 \text{ MeV}$ um etwa 30% unterschätzt; die Überschätzung des $^{25}\text{Mg} + n$ Kanals um Faktoren 1.5–2 ist aufgrund des Niveauschemas von ^{25}Mg mit vielen direkten Grundzustandsübergängen ebenfalls nicht zu stark zu bewerten. Für den $^{18}\text{O} + 2\alpha$ Kanal dürften neben den angedeuteten experimentellen Unsicherheiten auch numerische Ungenauigkeiten der kleinen Branching Faktoren eine gewisse Rolle spielen. Die Glaubwürdigkeit der hier vorgelegten Daten wurde in Abschnitt 4.3 belegt, die Unempfindlichkeit der Branching Faktoren gegenüber sinnvollen Parametervariationen in diesem Abschnitt. Die Übereinstimmung zwischen den Daten und den Rechnungen mit unserem standardmäßigen Parametersatz erscheint insgesamt am besten; die Benutzung der Niveaudichteparameter aus [ChaD 82] führt allein für ^{21}Ne zu besserer Übereinstimmung, für die anderen Kanäle (speziell ^{24}Na) tritt deutliche Verschlechterung ein. Eine ähnliche Unterschätzung der mit α -Emission verbundenen Ausgangskanäle durch das statistische Modell wurde bereits in anderen Systemen beobachtet, in denen einer oder beide der Reaktionspartner durch eine α -Cluster-Substruktur zu charakterisieren sind. Allerdings können und sollen im Rahmen der vorliegenden Arbeit mögliche Ursachen aufgrund der gewählten Meßmethode nicht

weiter untersucht werden. Dies bleibt Experimenten anderer Methodik vorbehalten, nämlich direktem Nachweis der schweren Restkerne oder der leichten Ejekte. Hierbei können Winkelverteilungsmessungen mehr Aufschluß über Reaktionsmechanismen und die Partialwellenverteilung im Eingangskanal geben. Eine Anpassung der Niveaudichteparameter an mit der γ -Methode gewonnene, globale Reaktionsdaten halten wir mitnichten für sinnvoll, speziell nicht für Reaktionen zwischen leichten Schwerionen; bei diesem Versuch ist die Gefahr der Anpassung von Niveaudichteparametern nicht an Niveaudichten, sondern an Reaktionsmechanismen unausweichlich.



Figur 5.5: Experimenteller und vom Proximity-Potential vorhergesagter Fusionsquerschnitt im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$, dargestellt als totaler Wirkungsquerschnitt und als astrophysikalischer S-Faktor. Zusätzlich ist der Vergleich mit mehreren optischen Potentialen mit Woods-Saxon Formfaktoren gezeigt (Referenzen siehe Text).

Die Summe der experimentell ermittelten Restkernquerschnitte ist in Figur 5.5 dargestellt, und zwar als totaler Wirkungsquerschnitt σ und als astrophysikalischer S-Faktor

$$S(E_{c.m.}) = \sigma(E_{c.m.}) E_{c.m.} \exp(2\pi\eta) \quad (5.18)$$

wobei $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$ der Sommerfeld-Parameter ist, v ist die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner. Die Übereinstimmung zwischen den Daten und dem durch das modifizierte Proximity-Potential [HaiČ 84] vorhergesagten totalen Reaktionsquerschnitt ist im gesamten Energiebereich hervorragend, mit Ausnahme der tiefsten Einschußenergien, wo die experimentellen (Statistik, Untergrundkorrekturen, hier ist die Sensitivitätsgrenze bei dem großen Abstand des Ge(Li) Detektors erreicht) und methodischen Unsicherheiten (Berechnung der Branching Faktoren) am größten sind. Darüber hinaus unterliegen diese Daten den in Abschnitt 4.3 angeführten systematischen Unsicherheiten.

In den Arbeiten von Haider und Čujec ([HaiČ 84], [Čuj 84]) wird als Realteil des nuklearen Potentials das von Blocki et al. [BloR 77] vorgeschlagene Proximity-Potential benutzt:

$$V_{\text{nuc}}(r) = V_{\text{prox}}(\zeta) = 4\pi \gamma b \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \Phi(\zeta) \quad (5.19)$$

Dieses nähert die Wechselwirkung zwischen zwei Kernen (leptoderme Systeme) als Produkt aus einem geometrischen Faktor und einer universellen Abstandsfunktion $\Phi(\zeta)$ an; es ist proportional zum Oberflächenenergiekoeffizienten γ . Der dimensionslose Abstandsparameter ist

$$\zeta = \frac{r - C_1 - C_2}{b} \quad (5.20)$$

wobei C_i ($i=1,2$) die Kernradien bei der halben zentralen Dichte und b die Oberflächendicke sind. Die universelle Funktion $\Phi(\zeta)$ lautet nach [BloR 77]:

$$\Phi(\zeta) = \begin{cases} -1/2 (\zeta - \zeta_0)^2 - k (\zeta - \zeta_0)^3 & \text{für } \zeta \leq \zeta_1 \\ -3.437 \exp(-\zeta/0.75) & \text{für } \zeta > \zeta_1 \end{cases} \quad (5.21)$$

$\zeta_0 = 2.54, \zeta_1 = 1.2511, k = 0.0852$

Der Oberflächenenergiekoeffizient ist

$$\gamma = 0.9517 \cdot \left[1 - 1.7826 \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] \text{ MeV / fm}^2 \quad (5.22)$$

N, Z und A beziehen sich auf das Compoundsystem.

Zur Anpassung dieses Potentials an die Wechselwirkung zwischen Kernen speziell der 1p-Schale wurde von Haider und Čujec ein energieunabhängiger Imaginärteil mit Woods-Saxon Formfaktor hinzugenommen ($W_0 = -5.00$ MeV):

$$W(r) = W_0 \cdot \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right) \right\}^{-1} \quad (5.23)$$

Dabei sind die Radien für den nuklearen Realtell, den Imaginärteil und das Coulomb-Potential gleich, $C_1 + C_2 = R_0 = R_C$, ebenso ist die Diffuseness für Real- und Imaginärteil gleich. Die Werte wurden gegenüber den ursprünglich für schwerere Kerne vorgeschlagenen [BloR 77] leicht verändert:

$$\begin{aligned} C_1 &= r_0 A_1^{1/3}, & r_0 &= 1.19 \text{ fm} \\ b &= \sqrt{1/3} \pi a, & a &= 0.40 \text{ fm} \end{aligned} \quad (5.24)$$

Diese Modifikationen des globalen Proximity-Potentials erfolgten in solcher Weise, daß die Fusion zweier Kerne vornehmlich aus der p-Schale in einem großen Massen- ($A_{1,2} = 9 - 20$) und Energiebereich (um die Coulomb-Barrieren herum) sehr gut reproduziert wird. Gleichzeitig wird die elastische Streuung in vielen dieser Systeme nahe $\Theta_{c.m.} = 90^\circ$ beschrieben; zusätzlich werden die durch Elektronenstreuung ermittelten Kernradien wiedergegeben. Zu erwähnen ist, daß ein anderer Weg von Koonin und Mitarbeitern beschritten wurde [InuK 84]; diese Autoren bestimmten die Form einer als eindimensional angenommenen, reellen Barriere mit Proximity-Skalierung, d. h. die universelle Funktion Φ und das Radiusgesetz, für Kerne der p- (und sd-) Schale durch Inversion aus Fusionsdaten unterhalb der Coulomb-Barriere. Wir haben den von Haider und Čujec gegebenen Ansatz bevorzugt, da sich seine globale Anwendbarkeit durch die Qualität der Anpassung an Daten der Fusion und der Streuung direkt ablesen läßt.

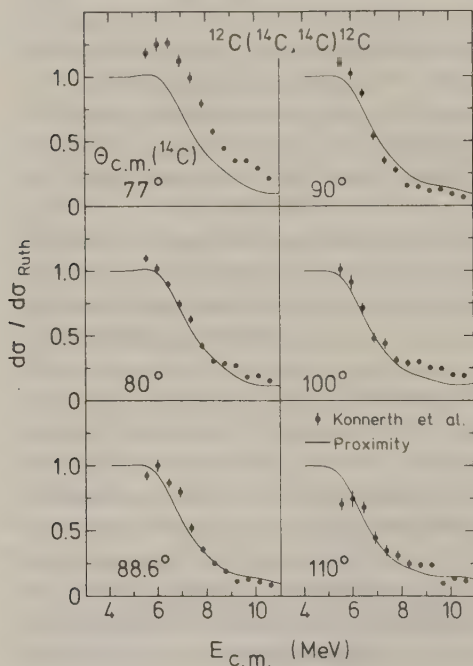
Die in Figur 5.5 erkennbare Übereinstimmung des totalen Wirkungsquerschnitts zwischen Experiment und Modellvorhersage kann somit unter zwei Gesichtspunkten interpretiert werden: Setzt man die globale Gültigkeit des modifizierten Proximity-Potentials zur Beschreibung der Fusion zweier leichter Schwerionen voraus, so ist der hauptsächliche Reaktionsmechanismus im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ als Fusion mit nachfolgender Teilchenevaporation zu identifizieren. Interpretiert man – unabhängig von der vorstehenden Schlußfolgerung – die durch die Modellrechnung gut wiedergegebenen Verhältnisse der einzelnen Restkernquerschnitte untereinander (unter den oben diskutierten geringen

Einschränkungen, siehe Figuren 5.3 und 5.4) als Indizien für die Dominanz des Compoundkernzerfalls, so wird die große Vorhersagekraft des Proximity-Potentials bezüglich des Fusionsquerschnitts für ein weiteres Schwerionensystem bestätigt.

Zu diesen Beobachtungen kommen zwei weitere hinzu. Die in den Anregungskurven für α -Zerfall zu diskreten und einer Gruppe von Endzuständen ($^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{22}\text{Ne}$, $i = 0 - 2$ bzw. $14 - 29$, $E_{c.m.} = 6.1 - 9.7$ MeV) beobachteten Fluktuationen können vollständig durch einen compound-statistischen Mechanismus beschrieben werden [GalD 77]. Der Q-Wert für Neutronentransfer $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{13}\text{C}$ ist negativ ($Q = -3.23$ MeV), weit entfernt vom optimalen Q-Wert ($Q_{\text{opt}} = +1.2$ MeV) nach [SwiW 74]; dieser Reaktionskanal konnte erst deutlich oberhalb der Coulomb-Barriere beobachtet werden ([Fre 81] und [KonT 85]). Anhand der vorliegenden Daten kann nicht entschieden werden, ob α -Transfer $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{18}\text{O}$ ($Q = -1.14$ MeV) zur Bevölkerung des ^{18}O -Kanals beiträgt; dies erscheint jedoch bei Vergleich mit dem (ebenfalls positiven) optimalen Q-Wert unwahrscheinlich. Demnach dürfen signifikante Beiträge direkter Reaktionsmechanismen im hier untersuchten Energiebereich bis zu $E_{c.m.} = 10$ MeV ausgeschlossen werden. Nimmt man alle experimentellen Evidenzen zusammen, so ist die Identifikation des Fusionsquerschnitts mit dem totalen Reaktionswirkungswirkungsquerschnitt im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ gerechtfertigt.

Figur 5.5 vergleicht den vom Proximity-Potential vorhergesagten Fusionsquerschnitt mit den Reaktionsquerschnitten, die sich mit anderen optischen Potentialen mit Woods-Saxon Formfaktoren für Real- und Imaginärteil ergeben. Diese sind zwei typische flache, schwach absorbierende Schwerionenpotentiale, deren Parameter an die elastische Streuung angepaßt wurden, angegeben von Gobbi ([Gob 71], $V = 14$ MeV, $W = 0.4$ MeV $+ 0.1 E_{c.m.}$, $r_0 = 1.35$ fm, $a = 0.35$ fm, ursprünglich für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$) und Maher et al. ([MahS 69], $V = 17$ MeV, $W = 0.4$ MeV $+ 0.1 E_{c.m.}$, $r_0 = 1.35$ fm, $a = 0.49$ fm, für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$). Zusätzlich wird das von Stokstad et al. [StoS 76] gerade zur Untersuchung von Fusionsreaktionen benutzte "globale Standard-Potential" betrachtet, das tiefer und stärker absorbierend ist ($V = 50$ MeV, $W = 10$ MeV, $r_0 = 1.26$ fm, $a = 0.40$ fm). Vorhersagen des totalen Reaktionsquerschnitts durch solche Potentiale, die die elastische Streuung für spezielle Systeme beschreiben und deren Radius wie üblich mit $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ skaliert wird, bleiben unbefriedigend, auch bei Abwesenheit

direkter Reaktionsanteile. Offenbar ist dieser Potentialtyp stark an spezielle Eigenschaften der Reaktionspartner, z.B. Nukleonenzahl und Kernstruktur, geknüpft. Es entspricht nicht der Erwartung, daß ein im System $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ angepaßtes Potential auch auf $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ anwendbar sein sollte, wo den Reaktionspartnern nur eine abgeschlossene $1p_{1/2}$ -Neutronenschale gemeinsam ist. Der mit dem relativ tiefen Standard-Potential berechnete Wirkungsquerschnitt kann die tatsächliche Größe nicht befriedigend wiedergeben. Hier wird sehr deutlich, daß der "richtigen" Wahl eines globalen Potentials, das in einfacher Weise mit den Massen der Reaktionspartner skaliert, eine besondere Bedeutung zukommt, bevor Abweichungen experimenteller Fusionsquerschnitte von berechneten Werten als Einfluß der Kernstruktur auf die Fusionswahrscheinlichkeit interpretiert werden können. Ein solches Potential scheint mit dem modifizierten Proximity-Potential zur Verfügung zu stehen [Hal^x 84].



Figur 5.6: Elastische Streuung im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$; Daten von Konnerth et al. [KonT 85]. Die Rechnungen unter Verwendung des Proximity-Potentials wurden ohne Berücksichtigung des elastischen Transfers durchgeführt (Programm ATHREE, vergleiche den Text).

In Figur 5.6 sind Vorhersagen des modifizierten Proximity-Potentials für die elastische Streuung von ^{12}C an ^{14}C dargestellt. Die Rechnungen wurden mit dem Programm ATHREE [Aue 78] durchgeführt. Die zum Vergleich herangezogenen Daten stammen von Konnerth und Mitarbeitern [KonT 85]. Bei den sechs Winkeln in der Nähe von $\Theta_{\text{c.m.}} = 90^\circ$ liegt eine als befriedigend zu bezeichnende Übereinstimmung zwischen Modellvorhersage und Experiment vor. In ATHREE kann der mögliche elastische Transfer der beiden äußeren $p_{1/2}$ -Neutronen nicht berücksichtigt werden. Dies haben Bohlen et al. [BohF 72] durch die Verwendung molekularer Wellenfunktionen getan. Die in Figur 5.6 gezeigten Rechnungen sollen lediglich als Überprüfung der Anwendbarkeit des globalen Proximity-Potentials auf die elastische Streuung im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ verstanden werden. Diese ist in der Nähe von $\Theta_{\text{c.m.}} = 90^\circ$ gegeben, wo Effekte des elastischen Transfers gering zu sein scheinen.

Für die nachfolgende Diskussion des Strahlungseinfangs sind zwei wesentliche Ergebnisse festzuhalten: Der hauptsächliche Reaktionsmechanismus im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ ist vollständige Fusion mit nachfolgender Teilchenevaporation; dieser Prozeß kann im wesentlichen im Rahmen des statistischen Modells als Compoundkernreaktion verstanden werden. Das modifizierte Proximity-Potential [HaiČ 84] gibt den totalen Fusionsquerschnitt sehr gut wieder. Alle Anregungskurven für Restkernproduktion (d. h. Teilchenzerfälle) verlaufen als Funktion der Schwerpunktenenergie völlig glatt; es treten keine Strukturen auf, die die Summation über viele Zerfallskanäle "überleben" (Figuren 5.3 bis 5.5). In Teilchenzerfallskanälen zu diskreten Endzuständen wurden ebenfalls keine Strukturen beobachtet, die signifikant über das Maß statistischer Fluktuationen hinausgehen [GalD 77]; diese Autoren widersprachen der Auffindung von Resonanzen in Anregungskurven von α , d und t-Kanälen, die nur unter einem Winkel aufgenommen wurden [FeiO 73]. Ein Ergebnis der Arbeiten von Konnerth et al. ([KonT 85], Schrittweite $\Delta E_{\text{c.m.}} = 460$ keV, siehe Figur 5.6) und Bohlen et al. ([BohF 72], Schrittweite $\Delta E_{\text{c.m.}} = 135$ keV und kleiner) ist, daß auch die elastische Streuung im Bereich $E_{\text{c.m.}} = 5.5 - 11$ MeV keine außergewöhnlichen Strukturen zeigt, die Anzeichen für Resonanzen intermediärer Breite sein könnten; demgegenüber treten bei wesentlich höheren Energien Grobstrukturen mit Fragmentation in Strukturen intermediärer Breite auf [KonT 85].

5.3 Strahlungseinfang im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$

5.3.1 Statistische Emission hochenergetischer γ -Quanten

Durch die in Abschnitt 5.2 vorgestellte Analyse der Emission sekundärer, niederenergetischer γ -Strahlung konnte der hauptsächliche Mechanismus in der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Reaktion als Fusion mit nachfolgender Teilchenevaporation identifiziert und im Rahmen des statistischen Modells verstanden werden. In diesem Abschnitt wird die Frage untersucht, inwieweit ein solcher compound-statistischer Reaktionsablauf auch für den Strahlungseinfang von ^{12}C an ^{14}C verantwortlich sein kann. Zu Beginn der Diskussion wird daran erinnert, daß durch die Targetdicke im Experiment bereits eine Energiemittelung über etwa 1–2 Kohärenzbreiten (je nach Abschätzung, vergleiche diesen und Abschnitt 4.1) durchgeführt wurde.

Zur Behandlung der in Konkurrenz zum Teilchenzerfall stehenden Emission hochenergetischer γ -Quanten in Hauser-Feshbach Rechnungen ist die in Gleichung 5.9 enthaltene γ -Stärkefunktion unter Einschluß der Riesenresonanzen zu verallgemeinern. Für eine Übersicht wird auf die Arbeiten von Lynn [Lyn 68] und Bartholomew et al. [BarE 73] verwiesen. Da sich jedoch eine geschlossene Darstellung in keiner Publikation findet, geben wir im folgenden eine Zusammenstellung und Begründung der relevanten Formeln.

Der Wirkungsquerschnitt für Absorption von Photonen durch einen Kernzustand (speziell den Grundzustand) mit Spin J_1 unter Anregung eines isolierten Niveaus mit Spin J_2 bei der Anregungsenergie E_R ist:

$$\sigma_{\text{abs}}^{J_1 \rightarrow J_2}(E) = 2\pi\lambda^2 \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \cdot \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.25)$$

Dabei ist Γ die totale Breite des Resonanzniveaus ($\Gamma \ll E_R$). Der über die Resonanz integrierte Wirkungsquerschnitt hängt nur noch von der Photonenenergie ($\lambda \approx \hbar c/E_R$) und der Partialbreite Γ_γ des Resonanzniveaus für γ -Zerfall zum Grundzustand ab ([Axe 62], [Axe 68], [Hay 70]):

$$\int \sigma_{\text{abs}}^{J_1 \rightarrow J_2}(E) dE = \pi^2 \lambda^2 \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \Gamma_\gamma \quad (5.26)$$

Auch bei Verwendung der Lorentz-Form $(\Gamma E)^2 / ((E^2 - E_R^2)^2 + (\Gamma E)^2)$ anstelle der obigen Breit-Wigner Form erhält man denselben Wert des Integrals, $\pi/2 \Gamma$. Führt die Absorption zu vielen Niveaus mit gleichem Spin J_2 und mittlerem Abstand $D^{J_2} = (\rho(J_2))^{-1}$ innerhalb eines Energieintervalls ΔE_γ , so ergibt sich der energiegemittelte Absorptionsquerschnitt durch Multiplikation des Mittelwerts der integrierten Querschnitte aus Gleichung 5.26 mit der Anzahl der Niveaus $\Delta E_\gamma / D^{J_2}$ und Division durch ΔE_γ [Axe 68]:

$$\langle \sigma_{\text{abs}}^{J_1 \rightarrow J_2}(E_\gamma) \rangle = \pi^2 \lambda^2 \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \frac{\langle \Gamma_\gamma^{J_2} \rangle}{D^{J_2}} \quad (5.27)$$

Diese Beziehung ist der wesentliche Ausgangspunkt in der Arbeit von Brink [Bri 55], um die in Neutroneneinfangreaktionen gemessene γ -Stärkefunktion ($\sim \langle \Gamma_\gamma \rangle / D$, siehe Gleichung 5.9) mit Photonenabsorptionsdaten in Einklang zu bringen. Hier ist $\lambda = \hbar c / E_\gamma$. Nach Brink ([Bri 55], siehe [Sno 86]) hängen die partiellen Querschnitte mit dem totalen Absorptionsquerschnitt für E1-Strahlung zusammen gemäß

$$\sigma_{\text{abs}}^{J_1 \rightarrow J_2} = \frac{1}{3} \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \sigma_{\text{abs}}^{\text{E1}} \quad (5.28a)$$

wobei

$$\sigma_{\text{abs}}^{\text{E1}} = \sum_{J_2} \sigma_{\text{abs}}^{J_1 \rightarrow J_2} \quad (5.28b)$$

Der Spinbereich ist $J_2 = J_1, J_1 \pm 1$ mit entsprechendem Paritätswechsel. Damit ergibt sich aus Gleichung 5.27 in verallgemeinerter Form (das Mittelungszeichen für σ wird im folgenden fortgelassen):

$$\langle \Gamma_\gamma^{J_2} \rangle = \frac{1}{\rho(J_2)} \frac{\sigma_{\text{abs}}^{\text{E1}}(E_\gamma)}{3} \left(\frac{E_\gamma}{\pi \hbar c} \right)^2 \quad (5.29)$$

Eine Spinabhängigkeit ist demzufolge allein in der Niveaudichte enthalten.

Um die Energieabhängigkeit festzulegen, schlugen Brink [Bri 55] und Axel [Axe 62] vor, daß der Absorptionsquerschnitt für E1-Strahlung bei allen Energien von der isovektoriellen Dipolresonanz bestimmt wird, die als Lorentz-Linie aufgefaßt wird:

$$\sigma_{\text{abs}}^{\text{E1}}(E_\gamma) = \frac{4\pi e^2 \hbar c}{Mc^2} \frac{NZ}{A} \cdot \frac{S_D \Gamma_D E_\gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_D^2)^2 + (\Gamma_D E_\gamma)^2} \quad (5.30)$$

Hier sind E_D und Γ_D die Anregungsenergie bzw. Breite der Riesenresonanz; die Stärke S_D wird in Einheiten der klassischen Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) Summenregel angegeben (siehe z. B. [Hay 70], M ist die Nukleonenmasse):

$$\int \sigma_{abs}^{E1}(E_\gamma) dE_\gamma = S_D \cdot \frac{2\pi^2 e^2 \hbar c}{Mc^2} \frac{NZ}{A} = S_D \cdot 60 \text{ MeV mb} \cdot \frac{NZ}{A} \quad (5.31)$$

Darüber hinaus lautet die Brink-Axel'sche Hypothese, daß auf jedem Zustand eines Korns eine Riesenresonanz aufgebaut ist, die in gleicher Weise zu parametrisieren ist. Damit werden die Gleichungen 5.29 und 5.30 auch für Absorption von Photonen durch angeregte Zustände verallgemeinert.

Der Reziprozitätssatz erlaubt die Berechnung der Breite für $E1$ γ -Zerfall aus Zuständen mit den Quantenzahlen J_i und π_i bei der Energie E_i zu solchen bei E_f mit J_f und π_f (in Analogie zu Gleichung 5.9, die γ -Stärkefunktion ist jetzt durch die isovektorielle Dipolriesenresonanz bestimmt, vergleiche auch [Sno 86]):

$$\frac{d\Gamma_{\gamma}^{E1}(E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{\rho_f(E_f, J_f, \pi_f)}{\rho_i(E_i, J_i, \pi_i)} \cdot \frac{4}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{Mc^2} \frac{NZ}{A} \cdot \frac{S_D \Gamma_D E_\gamma^4}{(E_\gamma^2 - E_D^2)^2 + (\Gamma_D E_\gamma)^2} \quad (5.32)$$

Es ist $E_\gamma = E_i - E_f$, $J_f = J_i$ oder $J_i \pm 1$.

Die Gleichungen 5.28 und 5.32 werden durch Einschluß von $E2$ -Strahlung verallgemeinert, der Dipolterm $\frac{1}{3} \sigma_{abs}^{E1}$ ist durch den Quadrupolterm $\frac{1}{5} \sigma_{abs}^{E2}$ zu ersetzen, von J_i aus wird der Spinbereich $|J_i - 2| \leq J_f \leq J_i + 2$ erreicht. Angegeben als Bruchteil S_Q der energiegewichteten Summenregel (EWSR, siehe [OCO 73], [Hay 79], $\langle r^2 \rangle$ ist der mittlere quadratische Kernradius)

$$\int \frac{\sigma_{abs}^{E2}(E_\gamma)}{E_\gamma^2} dE_\gamma = S_Q \cdot \frac{1}{3} \frac{\pi^2 e^2}{\hbar c} \frac{Z \langle r^2 \rangle}{Mc^2} \quad (5.33)$$

lautet der Absorptionsquerschnitt

$$\sigma_{abs}^{E2}(E_\gamma) = \frac{1}{3} \frac{\pi^2 e^2}{\hbar c} \frac{Z \langle r^2 \rangle}{Mc^2} \frac{2}{\pi} E_Q^2 \cdot \frac{S_Q \Gamma_Q E_\gamma^2}{(E_\gamma^2 - E_Q^2)^2 + (\Gamma_Q E_\gamma)^2} \quad (5.34)$$

falls dieser ebenfalls als Lorentz-Linie aufgefaßt wird. Die Summenregel umfaßt isoskalare und isovektorielle Anteile, die sich einzeln durch Multiplikation mit Z/A bzw. N/A ergeben. Damit erhält man die Breite für den

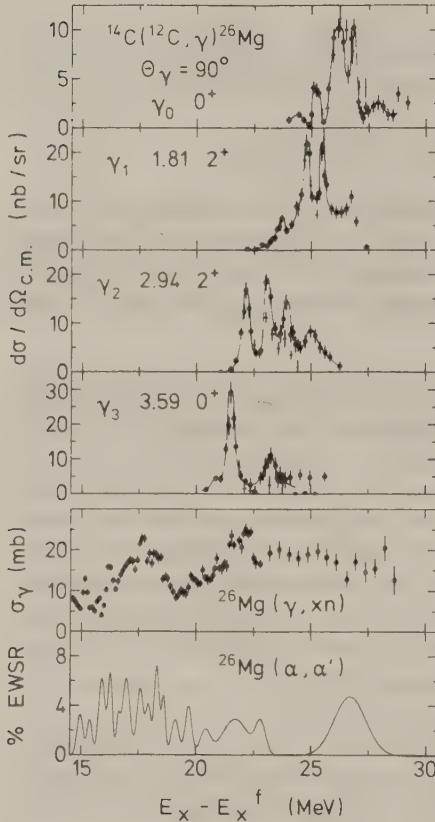
isoskalaren E2 γ -Zerfall

$$\frac{d\Gamma_{\gamma}^{\text{E2-IS}}(E_{\gamma})}{dE_{\gamma}} = \frac{\rho_1(E_f, J_f, \pi_f)}{\rho_1(E_i, J_i, \pi_i)} \cdot \frac{2}{5\pi} \frac{1}{(\pi\hbar c)^2} \frac{1}{3} \frac{\pi^2 e^2}{\hbar c} \frac{Z^2 \langle r^2 \rangle}{A \text{Mc}^2} E_Q^2 \cdot \frac{S_Q \Gamma_Q E_{\gamma}^4}{(E_{\gamma}^2 - E_Q^2)^2 + (\Gamma_Q E_{\gamma})^2} \quad (5.35)$$

und entsprechend für den isovektoriellen Zerfall. Man beachte, daß die Energieabhängigkeit in den Gleichungen 5.32 und 5.35 identisch ist, da der Absorptionsquerschnitt in beiden Fällen als Lorentz-Linie parametrisiert wird. Dies steht in Gegensatz zum Ansatz konstanter Übergangsmatrixelemente für Gleichung 5.9.

Statistische Emission von γ -Quanten wird im Computercode CASCIP [Har 86] für E1-Zerfall bei allen γ -Energien gemäß Gleichung 5.32 behandelt; dabei kann die Dipolriesenresonanz durch eine Summe von zwei Lorentz-Kurven mit unterschiedlichen Parametern beschrieben werden, was z.B. bei Isospinaufspaltung in Kernen mit $T_z \neq 0$ oder bei Deformationsaufspaltung benötigt wird. E2-Zerfall wird im Bereich $E_{\gamma} > 1/3 E_{Q\text{-IS}}$ gemäß Gleichung 5.35 berechnet, und zwar separat für isoskalare und isovektorielle Quadrupolriesenresonanz; unterhalb dieser Energie wird der durch Ein-Teilchen-Übergangsstärken parametrisierte Ansatz für Gleichung 5.9 benutzt. M1-Zerfall wird bei allen Energien auf die letztgenannte Weise berücksichtigt.

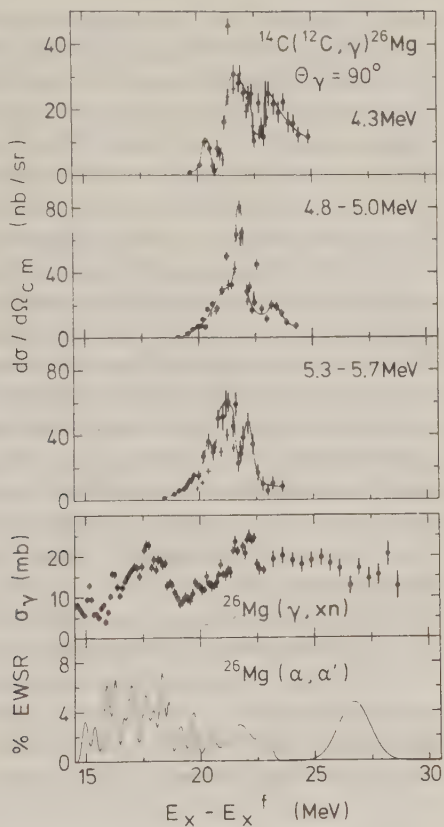
Einen ersten Eindruck von der unter der Annahme eines statistischen Reaktionsablaufs entstehenden Situation vermitteln die Figuren 5.7 und 5.8. In den oberen Teilen der beiden Abbildungen sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für Strahlungseinfang ($\Theta_{\gamma} = 90^\circ$) als Funktion der Anregungsenergie oberhalb des jeweiligen Endzustands ($E_x - E_x^f = Q + E_{c.m.} - E_x^f$) dargestellt, wie es der Brink'schen Hypothese entsprechen würde. Läuft der Strahlungseinfang über die auf verschiedenen angeregten Zuständen aufgebauten Riesenresonanzen ab, so könnte eine Ähnlichkeit des groben Verlaufs der Anregungskurven erwartet werden. Es ist jedoch offensichtlich, daß die bei gleicher Schwerpunktsenergie bestehenden Korrelationen zwischen verschiedenen Übergängen (vergleiche die Figuren 4.4 und 4.5) auf diese Weise zerstört werden, ohne daß neue Korrelationen — selbst nicht im mittleren Verlauf der Anregungskurven — sichtbar werden.



Figur 5.7: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$ für Einfang in diskrete Endzustände, aufgetragen gegen die Anregungsenergie oberhalb des Endzustands im Strahlungseinfang (oberer Teil). Die auf dem Grundzustand von ^{26}Mg aufgebauten Dipol- und Quadrupolriesenresonanzen (unterer Teil). Die Dipolriesenresonanz wird durch den Wirkungsquerschnitt σ_γ für Photoneutronenproduktion wiedergegeben, entnommen [FulA 71]. Die Quadrupolstärke ist als Ausschöpfung der energiegewichteten Summenregel (EWSR) pro MeV dargestellt, es handelt sich um eine Messung der inelastischen Streuung von α -Teilchen [BorH 81].

Experimentell sind nur die auf dem Grundzustand von ^{26}Mg aufgebauten Riesenresonanzen bekannt; der Literatur entnommene Informationen über die elektrische isovektorielle Dipolriesenresonanz (GDR) und die elektrische isoskalare Quadrupolriesenresonanz (GQR) sind in den unteren Teilen der Figuren 5.7 und 5.8 zusammengestellt. Ein detaillierter Vergleich von Strukturen wäre höchstens zwischen der γ_0 -Anregungskurve und den Grundzustandsriesenresonanzen möglich, ist aber aufgrund der hohen Anregungsenergie in der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Reaktion entfernt von den Zentren der Riesenresonanzen schwierig.

Figur 5.8: Wie Figur 5.7, jedoch für die nicht aufgelösten Gruppen von Endzuständen. Für E_x^f wurde immer der Mittelwert der angegebenen Endzustandsenergien benutzt.



Die Dipolriesenresonanz wurde von der Livermore-Gruppe durch Messung der Photoneutronen nach Absorption monochromatischer Photonen untersucht, $^{26}\text{Mg}(\gamma, xn)$, wobei $x=1$ oder 2 oder $x=p$ (unbeobachtetes Proton) bedeutet (Fultz et al. [FulA 71], [BerF 75], die jeweiligen Schwellen sind aus dem Q-Wert-Diagramm in Figur 1.4 ersichtlich). Dies sind die in den unteren Teilen der Figuren 5.7 und 5.8 wiedergegebenen Daten. Eine Übersicht über die Vielzahl der Experimente zur GDR mittels Elektronenstreuung und Messung von Photoneutronen, Protonen und α -Teilchen ist im Artikel von Eramzhyan et al.

[Eral 86] enthalten. Es liegt jedoch keine direkte Messung des totalen Photoabsorptionsquerschnitts vor; hieraus ließe sich die Summenregelausschöpfung in eindeutiger Weise bestimmen. In Kernen mit der z -Komponente des Isospins $T_z = \frac{1}{2}(N - Z) \neq 0$ spaltet die GDR in zwei Komponenten mit den Isospins $T = T_< = T_z$ und $T = T_> = T_z + 1$ auf. ^{26}Mg ist hierfür eines der klassischen Beispiele, die Komponenten sind in den Figuren 5.7 und 5.8 als deutlich getrennte Bumps um $E_x = 17.5 \text{ MeV}$ ($T_< = 1$) und 22.3 MeV ($T_> = 2$) zu erkennen. Zu bemerken ist, daß die (γ, xn) Daten die Dipolstärke im Bereich der $T_>$ Resonanz aufgrund des fehlenden (γ, p) Anteils unterschätzen; im Bereich der $T_<$ Komponente ist die p -Emission durch die Nähe ihrer Schwelle unterdrückt. Dagegen deutet der Vergleich verschiedener Experimente auf eine mit steigender Energie zunehmende Überschätzung der Dipolstärke im Bereich $E_x > 23 \text{ MeV}$ durch Fultz et al. [FulA 71] hin (siehe [Eral 86] und darin enthaltene Referenzen). Die bislang klarste, da von Untergrund freie Information über die Riesenresonanzen von ^{26}Mg (vorwiegend $E1$, dazu $E2$, in geringem Maße auch $E0$) ergibt sich aus einem in neuester Zeit möglich gewordenen $^{26}\text{Mg}(e, e'c)$ Koinzidenzexperiment (c = geladene Teilchen, po_{-2} und α_0) am Mainzer MAMI-A Elektronenbeschleuniger [Nef 87]. Dieses Experiment bestätigt eindrucksvoll die Isospinaufspaltung der GDR. Weiterhin entnehmen wir den in [Nef 87] gezeigten Gesamtstärkeverteilungen für $E_x(^{26}\text{Mg}) = 12 - 30 \text{ MeV}$ nochmals, daß der tatsächliche Abfall der Stärkeverteilung oberhalb 24 MeV weit drastischer ist, als er sich in den (γ, xn) Daten von [FulA 71] zeigt; das Verhältnis der Koinzidenzausbeuten in den $T_<$ bzw. $T_>$ Peaks zu der bei $E_x \approx 26.5 \text{ MeV}$ verbleibenden Ausbeute liegt im Bereich $(6 - 10) \div 1$, die "fehlende" Stärke erscheint auch nicht in den höheren Zerfallskanälen.

Zur Parametrisierung der $E1$ -Stärkeverteilung für die nachfolgenden Hauser-Feshbach Rechnungen haben wir die in den Figuren 5.7 und 5.8 enthaltenen $^{26}\text{Mg}(\gamma, \text{xn})$ Daten [FulA 71] für $E_x = 14 - 24 \text{ MeV}$ durch eine Summe von zwei Lorentz-Linien in einem χ^2 -Fit angepaßt; die Stärken wurden an die bekannte Summenregelausschöpfung (insgesamt 80 % der TRK-Summenregel, [Eral 86], in (γ, xn) nur 50 %) angeglichen:

$$E_{D_<} = 17.5 \text{ MeV}, S_{D_<} = 0.35$$

$$E_{D_>} = 22.3 \text{ MeV}, S_{D_>} = 0.45 \quad (5.36)$$

$$\Gamma_{D_<} = \Gamma_{D_>} = 3.4 \text{ MeV}$$

Dabei folgt die Gesamtstärke $S = 0.80$ bestens der nur aus Messungen der

totalen Photoabsorption zu entnehmenden Systematik, daß der bis zu $E_\gamma = 30$ oder 35 MeV integrierte Absorptionsquerschnitt auch in leichten Kernen die TRK-Summenregel (Gleichung 5.31) nahezu vollständig ausschöpft ([AhrB 75], [Eral 86]). Die Lagen der Peaks stimmen mit dem Ergebnis des (e,e') Experiments [Nef 87] überein, während die dort beobachteten Breiten geringer sind; Stärken liefert dieses Experiment noch nicht.

Die beste Information über die isoskalare Quadrupolriesenresonanz ergibt sich aus einem in Groningen durchgeführten $^{26}\text{Mg}(\alpha, \alpha')$ Streuexperiment hoher Auflösung ([Bor 79] und [BorH 81]). Die als Summe von Gauß-Linien dargestellte E2-Stärkeverteilung ist ebenfalls im unteren Teil der Figuren 5.7 und 5.8 abgebildet; dabei ist die Spinzunordnung 2^+ für den bei $E_x = 26.70$ MeV liegenden Peak (und diejenigen bei 14.95, 16.62, 20.40 MeV) gemäß [BorH 81] unsicher. Die Stärkeverteilung zeigt die für leichte Kerne typische starke Fragmentation. Die Probleme bei Extraktion von Multipolstärken aus Daten inelastischer Streuung sind vielerorts diskutiert, siehe dazu [SpeW 81], [Har 85] und vergleiche [Bor 79] mit [Zwa 83]. Wir haben für $E_x > 10$ MeV eine Lorentz-Kurve angepaßt, die den mittleren Verlauf wiedergibt:

$$E_{Q-1S} = 17.5 \text{ MeV}, S_{Q-1S} = 0.45, \Gamma_{Q-1S} = 7.6 \text{ MeV} \quad (5.37)$$

Bei Vergleich des Werts für die Ausschöpfung der energiegewichteten Summenregel mit der zitierten Quelle ist zu beachten, daß es sich hier um das über alle Energien erstreckte Integral der Lorentz-Kurve handelt.

Eine isovektorielle Quadrupolriesenresonanz ist für ^{26}Mg nicht bekannt, sie wird als sehr breite Verteilung bei hoher Anregungsenergie erwartet. Sie wurde nicht in die Hauser-Feshbach Rechnungen einbezogen.

Gemäß der Brink'schen Hypothese dienen die Lorentz-Linien mit gleichen Parametern auch der Beschreibung der Grobstruktur der entsprechenden, auf jedem angeregten Zustand aufgebauten Resonanzen. Zur Rechtfertigung dieser Annahme gibt es inzwischen bezüglich der GDR genügend experimentelle Evidenzen aus Studien von Protoneneinfangreaktionen und schwerioneninduzierten Fusionsreaktionen ([Sno 86] und darin enthaltene Referenzen, für leichte Kerne vergleiche [DowF 83] und [Fel 87]). Es ist jedoch auch an die in Abschnitt 1.1.2 angeführte Einschränkung zu erinnern.

Wegen des Isospins $T=1$ im Eingangskanal $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ läuft der E1-Strahlungseinfang ohne Isospinmischung nur über die $T_{\leq}=1$ Komponente der GDR ab, die aufgrund des hohen Q -Werts nur in ihrem hochenergetischen Ausläufer erfaßt wird (Figuren 5.7 und 5.8). Lediglich aufgrund der geringen Isospinmischung im Compoundkern — dies ist das hier gewählte Bild der Reaktion — wird auch die höher liegende $T_{\geq}=2$ Komponente relevant. Bezüglich der Größe der Isospinmischung im Compoundkern ^{26}Mg kann auf die Messung und Analyse von Kuhlmann ([KuhV 75], [Kuh 79]) zurückgegriffen werden, allerdings unter Benutzung des durch [HarR 86] korrigierten Werts $\mu = 0.16$ (Gleichung 5.14 in Abschnitt 5.1.2, μ ist identisch mit der Notation f aus [HarR 86]). Dieser Wert wurde durch Vergleich der vorwiegend compound-statistisch ablaufenden Einfangreaktionen [KuhV 75] $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$ (isospinverboten) und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ (isospin erlaubt, stets nur E1-Anteil) im Bereich der jeweiligen Dipolresonanzen (für ^{26}Mg nur $T_{\leq}$ Komponente) erhalten. Trotz des niedrigeren Anregungsenergiebereichs kann der Wert als Abschätzung verstanden werden (angegebener Fehler etwa 40% [Kuh 79]).

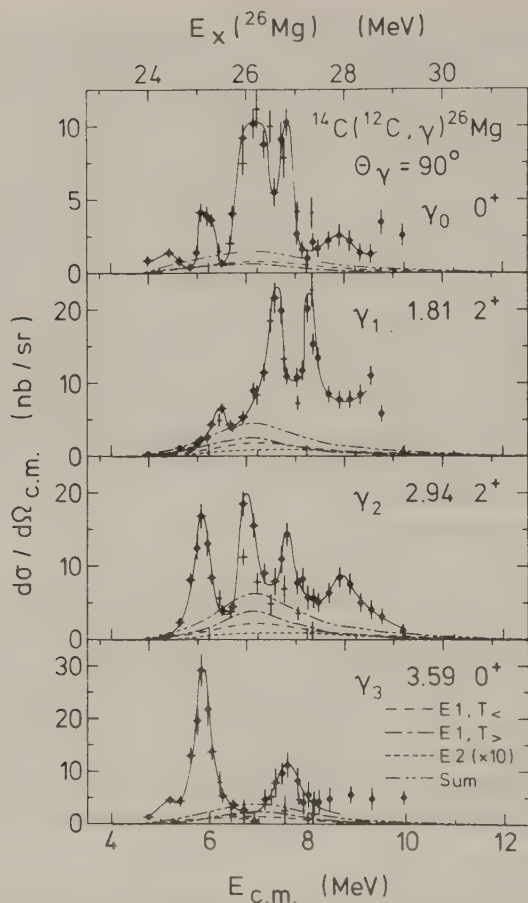
Sinn der durchgeführten Hauser-Feshbach Rechnungen ist, den im Rahmen des statistischen Modells zu erwartenden Wirkungsquerschnitt für Strahlungseinfang unter Benutzung des bestmöglichen Satzes der aus anderen Experimenten zu extrahierenden Parameter zu berechnen. Es ist die für einen so oft untersuchten Kern wie ^{26}Mg erstaunliche Feststellung zu treffen, daß eine wesentliche Unsicherheit dieser Rechnungen aus einer für unsere Zwecke noch unbefriedigenden Kenntnis der Riesenresonanzen in der diskutierten Weise herrührt, speziell bei höherer Anregungsenergie. In gleicher Weise wirkt sich die Größe des Isospinmischungsparameters aus. Alle weiteren in die Rechnung eingehenden Parameter — Fusionswirkungsquerschnitt für den Eingangskanal $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$, Transmissionskoeffizienten für die Teilchenausgangskanäle und Niveaudichten für die Restkerne — wurden in den Abschnitten 5.1 und 5.2 diskutiert, ebenso die für das System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ in diesem Energiebereich erlaubte Identifikation des Fusionsquerschnitts mit dem totalen Reaktionsquerschnitt.

Die Ergebnisse der Hauser-Feshbach Rechnungen für die Strahlungseinfangreaktion $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$, durchgeführt mit dem Code CASCIP [Har 86] unter Benutzung der in den Gleichungen 5.36 und 5.37 enthaltenen Riesenresonanzparameter sowie unter Einschluß der Isospinmischung mit der angegebenen

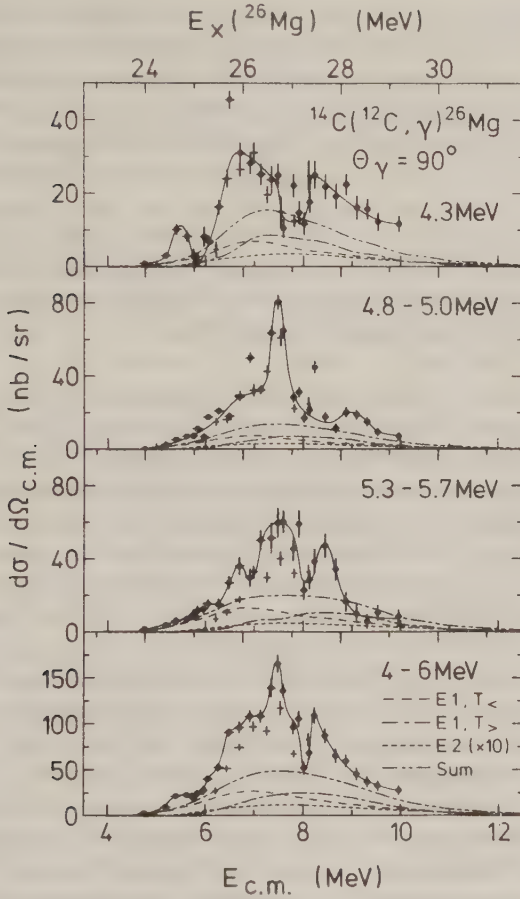
Größe in der in Abschnitt 5.1.2 erläuterten Weise, sind in den Figuren 5.9 und 5.10 dargestellt, zusammen mit den unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$ aufgenommenen experimentellen Anregungskurven. Die Vorhersagen dieses Reaktionsmodells sind separat für die beiden Isospinkomponenten ($T_<$ und $T_>$) bei E1-Strahlung sowie den nur geringfügig beitragenden E2-Einfang (allein $\Delta T = 0$, d. h. $T_<$) gezeigt. Winkelverteilungseffekte wurden für die Zerfälle zu diskreten Endzuständen (Figur 5.9) für jede Multipolarität einzeln unter Ausschluß von Interferenzen berücksichtigt; bei den nicht aufgelösten Gruppen (Figur 5.10) tragen stets mindestens drei Spins der Endzustände bei, daher wurde Isotropie dieser Winkelverteilungen angenommen. (Experimentelle Winkelverteilungen werden in Abschnitt 5.3.3 diskutiert.) Die berechneten Anregungskurven spiegeln im wesentlichen den Einfluß von Coulomb- und Drehimpulsbarrieren im Eingangskanal und die mit steigender Einschußenergie rasch wachsende Zahl konkurrierender offener Zerfallskanäle wider, womit die Lokalisation maximaler Wirkungsquerschnitte in der Nähe der Coulomb-Barriere ($V_{\text{CB}} = 6.5 \text{ MeV}$) verständlich wird. Die gewählte Form der Riesenresonanzen selbst wird dagegen kaum sichtbar. Die Dominanz der niedrigsten Multipolarität (E1) entspricht der Erwartung.

Bei aller gebotenen Vorsicht gegenüber dem absoluten Maß der berechneten Einfangquerschnitte kann festgestellt werden, daß die experimentell gefundenen Wirkungsquerschnitte in den starken Strukturen der Anregungskurven für γ_0 , γ_1 , γ_2 , γ_3 und $\gamma_{4.8-5.0}$ die Vorhersagen des statistischen Modells bei weitem übertreffen. Für die nicht oder nur sehr schwach strukturierten Anregungskurven von $\gamma_{4.3}$ und $\gamma_{5.3-5.7}$ deutet sich eine größere Ähnlichkeit zwischen experimentellen Daten und den Rechnungen hinsichtlich des mittleren Verlaufs der Kurven und der Größenordnung der Wirkungsquerschnitte an.

Den Rechnungen und der bisherigen Diskussion lag das folgende zeitumgekehrte Bild des Reaktionsablaufs zugrunde: Ein Photon wird durch einen der niedrig liegenden Zustände von ^{26}Mg absorbiert; dadurch wird der Kern in eine der jeweiligen Riesenresonanzen angeregt. Unter der Annahme, daß diese vollständig zu der Vielzahl von Compoundkernzuständen zerfallen, erfolgt der nachfolgende Teilchenzerfall in alle offenen Kanäle gemäß den statistischen Gesetzmäßigkeiten. Speziell wurde also der Zerfall von Riesenresonanzen in den Grundzustand des Schwerionenkanals unter der Voraussetzung rein



Figur 5.9: Anregungskurven für Strahlungseinfang im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ in diskret beobachtbare Endzustände in ^{26}Mg , aufgenommen unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$. Bezüglich der Bedeutung der Datensymbole und der durchgezogenen Linien siehe die Unterschrift zu Figur 4.4. Die Vorhersagen des statistischen Modells sind ebenfalls gezeigt (gestrichelte Kurven, Programm CASCIP), separiert nach Multipolarität und Isospin sowie in der Summe aller Beiträge. Der E2-Anteil ist um den Faktor 10 angehoben dargestellt.



Figur 5.10: Wie Figur 5.9, jedoch für die nicht aufgelösten Gruppen von Endzuständen. Die Unterschriften der Figuren 4.4 und 4.5 finden entsprechend Anwendung.

statistischen Zerfalls betrachtet. Diese Betrachtungsweise läßt jedoch die tatsächlichen Zerfallseigenschaften der Riesenresonanzen außer acht. Wie schon in Abschnitt 1.1.2 ausgeführt, setzt sich die totale Breite (Dämpfung)

einer Riesenresonanz vereinfacht aus Escape und Spreading Width zusammen, $\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow$. Diese beschreiben die Kopplung der ursprünglichen kohärenten 1 Teilchen - 1 Loch Anregung (1p-1h) an das Kontinuum (semidirekter Zerfall, bevorzugt zu Loch-Zuständen der Restkerne) bzw. die Kette immer komplizierterer 2p-2h etc. Konfigurationen, an deren Ende der Compoundkern (np-nh, statistischer Zerfall) steht. Die tatsächliche Aufteilung der gesamten Breite ist insbesondere für die Dipolriesenresonanz (auf dem Grundzustand!) nur fragmentarisch bekannt. Für die jetzige Diskussion genügt die Aussage, daß der Zerfall sowohl der GDR als auch der GQR in leichten Kernen durch nicht-statistische Prozesse dominiert wird (vergleiche die Ausführungen in Abschnitt 1.1.2 und dort angegebene Referenzen).

Eine "korrekte" Modellrechnung für Strahlungseinfang durch die Riesenresonanzen müßte die tatsächlichen Wahrscheinlichkeiten für den Zerfall der Riesenresonanzen in alle offenen Kanäle berücksichtigen. Dies erscheint speziell für den Schwerionenkanal in Anbetracht seines extrem geringen Gewichts praktisch unmöglich. Bei konsequenter Anwendung des statistischen Reaktionsmodells bietet sich als Ausweg an, nur den statistisch zerfallenden Anteil der Riesenresonanzen zu betrachten [RicD 87]. Dieser kann durch eine reduzierte Summenregelausschöpfung abgeschätzt werden, $S^\downarrow = S \cdot \Gamma^\downarrow / \Gamma$, wobei für das Verhältnis $\Gamma^\downarrow / \Gamma$ ein Wert deutlich kleiner als etwa 0.5 erwartet wird (vergleiche die in Abschnitt 1.1.2 gegebenen Referenzen, quantitative Informationen sind nur spärlich vorhanden). Die Verwendung einer solchen Abschätzung setzt voraus, daß die Riesenresonanzen nur durch den Prozeß des Spreading zu Compoundkernzuständen in den Schwerionenkanal zerfallen. Weitere Komplikationen sind offensichtlich: Das Verhältnis von Spreading zu totaler Breite kann energieabhängig sein; es kann von der Struktur des Zustands, auf dem die jeweilige Riesenresonanz aufgebaut ist, abhängen; weiterhin wird es für GDR und GQR unterschiedlich sein. Die in den experimentellen Daten beobachteten tiefen Täler zwischen den einzelnen Strukturen der Anregungskurven (Figuren 5.9 und 5.10) zeigen damit rein qualitativ eine obere Grenze für das Ausmaß des statistischen Beitrags zum Strahlungseinfang auf.

Letztlich gibt es aber keinen Grund, jegliche nicht-statistische Art des Zerfalls einer Riesenresonanz in den Schwerionenkanal durch Entwicklung über kompliziertere Strukturen vollkommen auszuschließen. Die sehr weit gehende

Annahme, daß die beobachteten Anregungskurven (vergleiche die Figuren 5.7 und 5.8) direkt die jeweiligen Riesenresonanzen oder genauer ihren in den Schwerionenkanal zerfallenden Anteil reflektieren könnten, wird hier jedoch ausgeschlossen, da dies extreme Variationen der Stärkefunktion mit der Anregungsenergie sowie von einem Zustand zum nächsten implizieren und zudem eine sehr große Stärke erfordern würde.

Statistische Fluktuationen (Ericson-Fluktuationen, [Eri 63]) können als Erklärung der beobachteten Phänomene (speziell in $\gamma_0 - \gamma_3$, $\gamma_{4.8-5.0}$) aufgrund mehrerer Indizien ausgeschlossen werden: Durch die gewählte Targetdicke ist bereits eine automatische Energiemittelung über etwa 1-2 Kohärenzbreiten vorgenommen worden, vergleiche die in Abschnitt 4.1 gegebenen Abschätzungen für die Breiten der Compoundkernniveaus von etwa 100 - 150 keV [ShaS 74] bzw. 150 - 200 keV (Programm CASCIP, [Har 86]). Aus einer statistischen Analyse der $^{13}\text{C}(^{13}\text{C},\alpha)^{22}\text{Ne}$ Reaktion leiteten Gilfoyle und Fortune in einem höheren Energiebereich ($E_x(^{26}\text{Mg}) = 28.7 - 35.8$ MeV) eine Kohärenzbreite von 125 keV ab [GilF 85], was die niedrigeren Werte nach [ShaS 74] favorisiert. Die Breiten der in den Anregungskurven des Strahlungseinfangs von ^{12}C an ^{14}C beobachteten deutlichen Strukturen betragen ein Mehrfaches, typisch sind 300 - 400 keV. Damit können sie nur mit geringer Wahrscheinlichkeit durch kohärente Überlagerung von Compoundkernniveaus zustandekommen. Erfahrungsgemäß ist nicht zu erwarten, daß die Bandbreiten der Fluktuationen um den mittleren Hauser-Feshbach Wirkungsquerschnitt die prominenten Strukturen einschließen werden. Dies gilt insbesondere in Anbetracht der durch die gegebene Energiemittelung erfolgten starken Dämpfung möglicher Fluktuationen und wegen der sehr geringen Größe der vom statistischen Modell her erwarteten mittleren Wirkungsquerschnitte, auch wenn die Anzahl effektiver Kanäle in unseren Fällen zum Teil gering ist. Für diese Argumentation spricht weiterhin das hohe Peak-zu-Tal Verhältnis von mindestens 2:1 in allen stark strukturierten Anregungskurven.

Der in diesem Abschnitt diskutierte Reaktionsmechanismus der statistischen Emission hochenergetischer γ -Quanten nach Fusion von ^{12}C mit ^{14}C kann damit nur in Form eines geringen "Untergrunds" zu den beobachteten Wirkungsquerschnitten für Strahlungseinfang in niedrig liegende Zustände von ^{26}Mg beitragen. Als Beleg für die Relevanz des statistischen Prozesses wird

an die in Abschnitt 4.2 geschilderte Beobachtung einer deutlichen Schulter in den Spektren hochenergetischer γ -Quanten bei der Energie der T_K Komponente der GDR ($E_\gamma \approx 17.5$ MeV) erinnert. Die prominenten Strukturen in allen Anregungskurven für Einfang in die diskret beobachtbaren Endzustände ($\gamma_0 - \gamma_3$) und eine der nicht aufgelösten Gruppen ($\gamma_{4.8-5.0}$) müssen sowohl von ihrer Breite als auch ihrer Stärke her anderen Ursprungs sein. Direkter Strahlungseinfang kann aufgrund des völlig andersartigen Verlaufs der Anregungskurven ausgeschlossen werden; dies gilt auch für eine hypothetische Übertragung des semidirekten Mechanismus auf den Einfang schwerer Ionen.

5.3.2 Intermediäre Strukturen

Um Lagen und Breiten der in fünf Anregungskurven ($\Theta_\gamma = 90^\circ$) beobachteten prominenten Strukturen anzugeben und um die Strukturen untereinander zu vergleichen, wurden die in den Figuren 5.9 und 5.10 dargestellten experimentellen Daten jedes Übergangs jeweils durch eine inkohärente Summe von Breit-Wigner Resonanzen in einem χ^2 -Fit angepaßt. Es gibt kaum einen Grund, mögliche Interferenzeffekte auszuschließen, außer dem Fehlen weiterer Informationen und einer gewissen energetischen Separation der Strukturen. Weiterhin wurde eine Energieabhängigkeit der Breiten aufgrund der insbesondere nahe der Coulomb-Barriere im $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Eingangskanal rasch veränderlichen Penetrabilität außer acht gelassen. Die Lagen und Breiten der Strukturen sind ($E_{c.m.}$ ist die Energie in der Mitte des Targets, Γ die beobachtete Breite, alle Angaben im Schwerpunktsystem):

γ_0 :	$E_{c.m.} = 5.95$ MeV	$\Gamma = 0.38$ MeV	
	$E_{c.m.} \approx 6.9$ MeV	$\Gamma \approx 0.7$ MeV	
	$E_{c.m.} = 7.54$ MeV	$\Gamma \approx 0.3$ MeV	
γ_1 :	$E_{c.m.} = 6.20$ MeV	$\Gamma = 0.38$ MeV	(F)
	$E_{c.m.} = 7.40$ MeV	$\Gamma = 0.35$ MeV	(F)
	$E_{c.m.} = 8.05$ MeV	$\Gamma = 0.35$ MeV	(5.38)
γ_2 :	$E_{c.m.} = 5.84$ MeV	$\Gamma = 0.36$ MeV	(F)
	$E_{c.m.} = 6.80$ MeV	$\Gamma = 0.35$ MeV	(F)
	$E_{c.m.} = 7.6$ MeV	$\Gamma \approx 0.4$ MeV	
γ_3 :	$E_{c.m.} = 5.84$ MeV	$\Gamma = 0.36$ MeV	(F)
$\gamma_{4.8-5.0}$:	$E_{c.m.} = 7.45$ MeV	$\Gamma \approx 0.4$ MeV	(F)

Es wurden nur solche Strukturen aufgenommen, die durch mehrere Datenpunkte gestützt sind und für die das Peak-zu-Tal Verhältnis größer als etwa $2 \div 1$ ist. Die durch "F" gekennzeichneten Werte sind Ergebnisse solcher Fits, die eine gute Beschreibung der Daten liefern. Typische statistische Unsicherheiten der Fitergebnisse sind etwa $\pm (0.03 - 0.06)$ MeV, sofern nicht mit " $\approx$ " angegeben. Eine Entfaltung der Targetdicke ($\Delta E_{\text{c.m.}} = 120 - 200$ keV, siehe Abschnitt 4.2) wurde nicht vorgenommen; die angegebenen Werte der Breiten $\Gamma = 0.35 - 0.40$ MeV werden auf den Bereich von etwa $\Gamma_{\text{c.m.}} = 0.30 - 0.40$ MeV zu reduzieren sein. Für die Positionen der Resonanzen kommt eine Unsicherheit aufgrund des Energieverlusts des Strahls im Target hinzu, die geringer als die oben genannten Fehler eingeschätzt wird. Dagegen ist die Ungenauigkeit der Kalibrierung der Beschleunigerenergie vernachlässigbar. Die durch " $\approx$ " gekennzeichneten, mit größerer Unsicherheit versehenen Breitenangaben hängen von der Wahl eines Untergrunds unterhalb dieser Strukturen ab.

Um nicht jeden Bump einer Anregungskurve als Resonanz zu bezeichnen, ist für Untersuchungen intermediärer Strukturen die Beachtung einer Reihe von Kriterien gefordert worden [Tar 78]:

- (i) Verwendung allein winkelintegrierter oder zumindest summierter Wirkungsquerschnitte zur Identifikation resonanter Strukturen
- (ii) Auftauchen einer Resonanz gleichzeitig in mehreren Ausgangskanälen, wobei sie aufgrund von Kernstruktureffekten nicht in allen überhaupt möglichen Ausgangskanälen aufzutreten braucht
- (iii) Ähnliche Lagen und Breiten derselben Resonanzstruktur in mehreren Ausgangskanälen, wobei Verschiebungen der Resonanzenergie (Position) bis zu etwa einer Resonanzbreite durch unterschiedliche Interferenzmöglichkeiten und Untergrundbeiträge möglich sind
- (iv) Konsistenz der Winkelverteilungen aller resonanten Kanäle mit einer eindeutigen J^π Zuordnung

Dieser Punkt wird durch die Beurteilung der Qualität von Spinzuweisungen durch die "Bad Honnef Konvention" [Ebe 81] verschärft.

- (v) Beobachteter Wirkungsquerschnitt beträchtlich größer als vom statistischen Modell vorhergesagt; diese Forderung ist gelegentlich zu stark
- In der "Bad Honnef Konvention" wird der Begriff "quasimolekulare Resonanz" durch Spezifikation reduzierter Stärken für den oder die "molekularen" Kanäle eingeengt.

Diese Kriterien wurden anhand der typischen Erscheinungsformen resonanter Strukturen und statistischer Fluktuationen in den Teilchenausgangskanälen von Reaktionen zwischen leichten Schwerionen entwickelt, sie sind zum Teil der Spektroskopie von Resonanzen in Reaktionen mit leichten Projektilen entlehnt. Es ist umstritten, ob die rigorose Anwendung aller Forderungen die Identifizierung schwacher nicht-statistischer Strukturen im dichten Kontinuum von Compoundkernzuständen unmöglich macht oder ob auf diese Weise die Fehlinterpretation bloßer Fluktuationen verhindert werden kann. Die extrem kleinen Wirkungsquerschnitte für den Strahlungseinfang schwerer Ionen stehen der Erfüllung einiger Forderungen bezüglich des notwendigen Umfangs der Daten konträr gegenüber. Für den Strahlungseinfang ist die Verbindung zwischen differentiellen und winkelintegrierten Wirkungsquerschnitten wesentlich direkter als für Teilchenemission, da die maximale Ordnung der Entwicklung von Winkelverteilungen nach Legendre-Polynomen eng beschränkt ist (vergleiche hierzu Abschnitt 5.3.3).

Anhand der in Abschnitt 5.3.1 durchgeführten Argumentation im Rahmen des statistischen Modells schließen wir Fluktuationsphänomene als Erklärung für die prominenten Strukturen in den genannten Anregungskurven aus; nur diese sind in Gleichung 5.38 angeführt. Aufgrund ihrer charakteristischen Breiten interpretieren wir diese als resonanzartige Strukturen intermediärer Breite. Es ist augenfällig, daß die bei $E_{c.m.} = 5.84 \text{ MeV}$ in den Kanälen γ_2 und γ_3 beobachtete Struktur "perfekt" korreliert ist. Für die Diskussion der durchgeführten Winkelverteilungsmessungen wird auf Abschnitt 5.3.3 verwiesen. Für den Kanal γ_3 kann der Resonanz eindeutig der Spin $J^\pi = 1^-$ zugewiesen werden; das für γ_2 beobachtete Strahlungsmuster steht dazu nicht in Widerspruch, obwohl aufgrund von Interferenzeffekten hier keine eindeutige Aussage möglich ist. Damit sind die experimentellen Daten verträglich mit der Annahme, daß dieser Struktur in den Kanälen γ_2 und γ_3 dieselbe Resonanz zugrundeliegt. Über eine tatsächliche Korrelation der in den Kanälen γ_0 , γ_1 , γ_2 und $\gamma_{4.8-5.0}$ nahe $E_{c.m.} \approx 7.5 \text{ MeV}$ beobachteten, gegeneinander um höchstens 60% ihrer Breiten verschobenen Strukturen ist keine Aussage möglich.

Als quantitative Hilfestellung zur Identifikation nicht-statistischer Strukturen in fluktuierenden Anregungskurven ist eine Reihe von Testverfahren entwickelt worden. Unter diesen haben sich die "Peak Counting" Methode

(Test der Verteilung der Maxima) und die Deviationsfunktion als effektiv erwiesen [DenT 79]. Die Deviationsfunktion ist bei der Suche nach korrelierten Strukturen von Nutzen, mit Einschränkung auch die Kreuzkorrelationsfunktion. Der Test der Verteilung der Maxima dient zur Beurteilung der Verträglichkeit des Auftauchens von Peaks mit der statistischen Erwartung (z. B. [MatG 88]). Die Autokorrelationsfunktion kann über die Bestimmung der Kohärenzbreite hinaus bei dem Versuch helfen, Strukturen intermediärer Breite oder allgemein größerer Breite als derjenigen der Compoundkernniveaus festzustellen; allerdings scheinen die Ergebnisse nur schwerlich auf einfache und widerspruchsfreie Weise interpretierbar zu sein (z. B. [SinS 65], [ShaS 74], [KuhB 79]). Keines der Testverfahren ist in der Lage, beobachtete Strukturen tatsächlich als resonant zu "beweisen", bei geeignetem Verfahren läßt sich nur die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, daß eine Struktur oder Korrelationen mehrerer Strukturen nicht-statistischen Ursprungs sind. Auto- und Kreuzkorrelationsanalysen lassen sich nicht auf statistische Signifikanz prüfen.

Voraussetzung für die Anwendbarkeit aller Testverfahren ist das Vorliegen von experimentellen Daten mit ausreichender Energieauflösung (Schrittweite und inhärente Mittelung kleiner als die Kohärenzbreite) und über einen genügend großen Energiebereich hinweg. Andernfalls ist ihre Benutzung prinzipiell unmöglich (wie im Fall des Peak Counting) oder es wird die Aussagekraft durch die "Finite Range of Data" Effekte rasch verringert. In den Experimenten dieser Arbeit wurde die Targetdicke zwecks angemessener Energiemittelung gewählt; dabei wurde bereits eine gewisse Verbreiterung der Strukturen in Kauf genommen. Eine Abschätzung der "Finite Range of Data" Effekte gemäß [Ric 74] läßt die Anwendung der Korrelationsanalysen und der Deviationsfunktion nicht sinnvoll erscheinen. Ihr Ziel könnte eine mehr quantitative Untersuchung aller nahe $E_{c.m.} = 7.5 \text{ MeV}$ beobachteten, gegeneinander verschobenen Strukturen sein. Wie bei allen bisherigen Untersuchungen des Strahlungseinfangs schwerer Ionen, in denen intermediäre Strukturen in den Anregungskurven beobachtet wurden ($^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [NatS 81], $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ [SanC 81], siehe auch [San 84]), wird daher auch in dieser Arbeit auf solche Untersuchungen verzichtet. Dies ist für das hier untersuchte System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ noch am besten zu rechtfertigen, da die Breiten der Strukturen hier am deutlichsten oberhalb der jeweiligen Kohärenzbreite und der benutzten Targetdicke liegen. Speziell für das System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ tritt auch schon in den Teilchenausgangs-

kanälen die besondere Problematik auf, daß die Resonanzen in der Nähe der Coulomb-Barriere zum Teil nur wenig breiter sind als die überlappenden Compoundkernzustände im engeren Sinne.

Es ist instruktiv, die Natur der im Strahlungseinfang bevölkerten, niedrig liegenden Zustände von ^{26}Mg im Rahmen eines Kernmodells zu beleuchten. Gegenüber der "Prä-1978" Situation [EndL 78] wurde durch die γ -spektroskopische Arbeit der Freiburger Gruppe [GlaN 86] auf experimenteller Seite und durch die vollständigen Schalenmodellrechnungen in der kompletten sd-Schale von Wildenthal und Mitarbeitern ([Wil 84], [GlaN 86], [CarW 88]) auf theoretischer Seite großer Fortschritt erzielt. Bis zu etwa $E_x(^{26}\text{Mg}) = 7 \text{ MeV}$ lassen sich die experimentell bekannten Niveaus vollständig mit solchen aus dem Schalenmodell identifizieren. Der Versuch, die kollektiven Eigenschaften der Zustände von ^{26}Mg herauszupräparieren und eine entsprechende Gruppierung in "Banden" vorzunehmen, stützt sich auf die experimentellen und theoretischen Stärken elektromagnetischer Übergänge sowie die berechneten Quadrupolmomente der Zustände [GlaN 86]. Es zeigt sich, daß lehrbuchmäßige Rotations-eigenschaften in ^{26}Mg im Gegensatz zu den gg-Nachbarkernen nicht leicht zu finden sind [CarW 88].

Der Grundzustand von ^{26}Mg ist statisch prolat deformiert (z. B. [Spe 81], [GlaN 86]). Die vorgeschlagene Interpretation der Zustände in Form von "Rotationsbanden" ist nach Glatz et al. [GlaN 86] die folgende (dort sind auch höhere Niveaus aufgeführt, man vergleiche mit Tabelle 4.2, im folgenden angegeben J^π , (E_x / MeV)):

$K^\pi = 0_1^+$:	0^+ , 0;	2^+ , 1.81;	4^+ , 4.90;	6^+ , 8.47
$K^\pi = 2_1^+$:	2^+ , 2.94;	3^+ , 4.35;	4^+ , 5.72;	5^+ , 7.40; 6^+ , 8.20
$K^\pi = 0_2^+$:	0^+ , 3.59;	2^+ , 4.33;	4^+ , 6.62;	6^+ , 9.38
$K^\pi = 3^+$:	3^+ , 3.94;	4^+ , 5.47;	5^+ , 6.98;	6^+ , 9.11
$K^\pi = 2_2^+$:	2^+ , 5.29;	3^+ , 6.13;	4^+ , 7.68	
Sphärisch:	4^+ , 4.32			

Die im Schalenmodell berechneten intrinsischen Quadrupolmomente erlauben Rückschlüsse auf die Deformation der Zustände. Der Grundzustandsbande ($K^\pi = 0_1^+$) liegt kein starrer Rotator zugrunde, die Deformation wechselt in der Nähe des 4^+ Zustands von prolat bei niedrigem Spin zu oblat bei höheren Spins. Dies kann als Zwischenstufe zwischen den starren prolatischen Deforma-

tionen in den Grundzustandsbanden der Kerne mit $A \leq 25$ und der starren oblaten Deformation in der Grundzustandsbande von ^{28}Si angesehen werden. In der $K^\pi = 2_1^+$ Bande erfolgt ein plötzlicher Übergang von prolater zu oblater Gestalt in der Nähe des 6^+ Zustands; ihre Mitglieder werden mit dem 6^+ Niveau zu Yrast-Zuständen von ^{26}Mg . In der $K^\pi = 0_2^+$ Bande scheint der starre Rotator prolater Deformation realisiert zu sein, ähnlich vielleicht zur angeregten $K^\pi = 0_3^+$ (6.69 MeV) Bande in ^{28}Si . Die $K^\pi = 3^+$ Bande soll ebenfalls starrer prolater Deformation entsprechen. Der Vorschlag der $K^\pi = 2_2^+$ Bande ist eher hypothetisch. Der 4^+ (4.32 MeV) Zustand ist außergewöhnlich, da er offenbar nahezu sphärischer Gestalt entspricht und (obwohl Yrast-Zustand) keiner Bande angehört. Mit der Arbeit von Glatz et al. in Zusammenarbeit mit Wildenthal [GlaN 86] liegen Interpretationen für 12 der 15 Zustände unterhalb $E_x = 6$ MeV vor, die Niveaus 0^+ (4.97 MeV), $1(2^+)$ (5.69 MeV) und 2^+ (4.83 MeV) bleiben ohne Zuordnung.

In der vorliegenden Arbeit wird somit in den vier Zerfällen γ_0 , γ_1 , γ_2 und γ_3 (Figur 5.9) zum ersten Mal der Strahlungseinfang schwerer Ionen in diskrete Endzustände des fusionierten Kerns beobachtet, die drei verschiedenen Banden zuzuordnen sind. Dies ist in früheren Arbeiten ($^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ [FelH 69], $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [NatS 81], $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ [SanC 81] und [ColS 82]) sowie den in Bochum durchgeführten Experimenten ($^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [Dec 87], $^9\text{Be} + ^{12}\text{C}$ [Put 87], $^{16}\text{O} + ^7\text{Li}$ [Kri 87]) nicht gegeben. Zerfälle zu höheren Bandenmitgliedern und nicht zugeordneten Zuständen mischen sich in den im Strahlungseinfang nicht aufgelösten Gruppen (Figur 5.10). Sehr interessant ist das experimentelle Ergebnis für die Reaktion $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$, daß die Anregungskurven für die Zerfälle zu Mitgliedern einer Bande starke Unterschiede aufweisen, während die beste Korrelation bei den Übergängen zu den Köpfen zweier verschiedener Banden beobachtet wird.

Die Zerfälle γ_0 und γ_1 führen zu den beiden niedrigsten Mitgliedern der Grundzustandsbande, deren Wellenfunktionen in naiver Vorstellung als "sehr ähnlich" erwartet werden. (Die beim Übergang vom Eingangskanal $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ in diese Zustände stattfindende Umordnung der Nukleonen ist weit drastischer als diejenige zwischen den beiden Zuständen selbst.) Strukturen intermediärer Breite erscheinen in γ_1 deutlicher, Korrelationen zu γ_0 sind nicht offensichtlich. Die Frage, ob Spinunterschiede hier eine Rolle spielen, kann anhand der

vorliegenden Daten (vergleiche Abschnitt 5.3.3 für Winkelverteilungen) nicht entschieden werden. So könnten die beiden Strukturen in γ_1 $J^\pi = 3^-$ besitzen, womit der Übergang zum Grundzustand nahezu unmöglich wäre; die bei $E_{c.m.} = 7.47$ MeV gemessene Winkelverteilung steht dazu nicht in Widerspruch. Umgekehrt gibt es jedoch für den Vergleich von γ_0 zu γ_1 keine solche Einschränkung. Die hypothetische Frage, ob zwischen den Strukturen nahe 7.4 MeV in γ_1 und $\gamma_{4.8-5.0}$ überhaupt eine Korrelation besteht und ob die Struktur in der letztgenannten Gruppe vielleicht allein dem 4^+ (4.90 MeV) Mitglied der Grundzustandsbande zugeschrieben werden kann, muß unbeantwortet bleiben.

Die gut korrelierte Resonanz in γ_2 und γ_3 bei $E_{c.m.} = 5.84$ MeV wird dagegen in den Übergängen zu den Köpfen der $K^\pi = 2_1^+$ und 0_2^+ Banden beobachtet; ein gleichzeitiger Zerfall zu den nächst höheren Mitgliedern einer dieser (oder beider) Banden ist in der Gruppe $\gamma_{4.3}$ wiederum nicht zu erkennen. Dies ist für das 3^+ Mitglied der $K^\pi = 2_1^+$ Bande verständlich, weil der Resonanz der Spin $J^\pi = 1^-$ zugeordnet wird (siehe Abschnitt 5.3.3); jedoch wäre ein Zerfall zum 2^+ Mitglied der 0_2^+ Bande vom Spin her möglich. Als dritter Zustand ist in der Gruppe $\gamma_{4.3}$ noch der sphärische 4^+ (4.32 MeV) Zustand beteiligt. Mit der $E_{c.m.} = 5.84$ MeV Resonanz sind die Gemeinsamkeiten zwischen γ_2 und γ_3 im hier untersuchten Energiebereich bereits erschöpft.

Für die im Strahlungseinfang stark hervortretenden intermediären Strukturen in der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Reaktion ist weder in unseren Anregungskurven der Restkernproduktion (d. h. der Teilchenemission) noch in denen der elastischen Streuung ([BohF 72], [KonT 85]) ein Anzeichen vorhanden (siehe Abschnitt 5.2). Weiterhin ist keine Korrelation mit den in [FeiO 73] berichteten Positionen von vermeintlich gefundenen Strukturen erkennbar. Es ist anzumerken, daß die in der vorliegenden Arbeit gewählte Meßmethode der Spektroskopie sekundärer γ -Quanten nach Teilchenemission anstelle der Teilchenspektroskopie die oben genannten Forderungen [Tar 78] automatisch erfüllt; allerdings wäre es dabei auch möglich, solche Resonanzen zu übersehen, die vorwiegend an sehr spezielle Kanäle koppeln. Es liegt nahe vorzuschlagen, nach dem Zerfall dieser Resonanzen in einzelne Teilchenausgangskanäle mit angemessener, selektiver Meßtechnik zu suchen. In Analogie zu anderen Systemen leichter Schwerionen bieten sich der α und der ^8Be -Kanal an (vergleiche das Q-Wert-Diagramm in Figur 1.4).

Die Stärke einer Resonanz ist durch das Produkt ihrer Partialbreiten für Ein- und Ausgangskanal und ihre totale Breite bestimmt, $\Gamma_{\text{C}} \Gamma_{\gamma} / \Gamma$; die partiellen Breiten sind hier diejenigen für den Grundzustand des Schwerionenkanals, Γ_{C} , und für γ -Zerfall in den jeweiligen Endzustand in ^{26}Mg , Γ_{γ_1} . Die durchgeführte Analyse zeigt, daß die Resonanzen im Strahlungseinfang gegenüber dem jeweiligen mittleren Verlauf von Γ_{γ} und Γ_{C} starke Überhöhungen in einer und/oder beiden dieser Größen aufweisen. Eine Separation beider ist nicht möglich. Offenbar sind mögliche Überhöhungen in Γ_{C} aber nicht stark genug, sich in einer summierenden Messung der Teilchenausgangskanäle und im Fusionsquerschnitt gegenüber dem Kontinuum der Compoundkernzustände sowie in der elastischen Streuung gegenüber der Potentialstreuung durchzusetzen.

Fazit dieser Beobachtungen und Überlegungen ist, daß der Strahlungseinfang schwerer Ionen im System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ offenbar sehr empfindlich von der speziellen Struktur der beobachteten, ungewöhnlichen intermediären Resonanzen und/oder von "geringen Unterschieden" in den Wellenfunktionen der bevölkerten Endzustände des fusionierten Kerns ^{26}Mg abhängt.

5.3.3 Winkelverteilungen

Die Winkelverteilungen von γ -Quanten aus Einfangreaktionen enthalten Informationen über die im Eingangskanal beteiligten Kanalspins und Bahndrehimpulse, die Spins und Paritäten der Zwischenzustände und die γ -Multipolordnungen. Die Restriktion der Multipolarität auf E1, M1 und E2-Strahlung (selten auch E3) ist aufgrund der resultierenden Vereinfachungen (etwa im Vergleich zur Teilchenemission) vorteilhaft, nachteilig ist die Eingrenzung des Spinbereichs. Die Beschränkung auf die drei erstgenannten Multipolaritäten trifft insbesondere für Einfangreaktionen unter Emission hochenergetischer γ -Strahlung zu. Der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion des Emissionswinkels Θ wird nach Legendre-Polynomen entwickelt:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{E}, \Theta) &= \sum_{k=0}^{2L_{\text{max}}} A_k(\text{E}) Q_k P_k(\cos \Theta) \\ &= A_0(\text{E}) \cdot \left(1 + \sum_{k=1}^{2L_{\text{max}}} a_k(\text{E}) Q_k P_k(\cos \Theta) \right) \end{aligned} \quad (5.39)$$

Die maximale Ordnung ist $L_{\max} = 2$ bei Anwesenheit von Dipol- und Quadrupolstrahlung; der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt ist $\sigma_{\text{tot}} = 4\pi A_0$. Die Q_k sind die üblichen Winkelabschwächungskoeffizienten. Die Entwicklungskoeffizienten sind (siehe z. B. [SeyW 79]):

$$A_k = \sum_{tt'} D_{tt'}^k \cdot \text{Re}(T_t T_{t'}^*) \quad (5.40)$$

wobei T_t und $T_{t'}$ die komplexen Reaktionsamplituden für zwei Kanäle t und t' sind; das Symbol t steht für alle Quantenzahlen eines Kanals: Typ p der Strahlung ($E: p=1, M: p=0$), Multipolordnung L , Kanalspin s ($s=I+1$) und Bahndrehimpuls ℓ im Eingangskanal, Spin und Parität J_i^π des Zwischenzustands ($L+s=J_i=L+J_f$). Die Koeffizienten $D_{tt'}^k$ zur Kopplung aller Drehimpulse unter Beachtung der Paritätsauswahlregeln können berechnet werden (z. B. [SeyW 79], in tabellarischer Form bei [CarB 71]). Die üblichen Kopplungsregeln ergeben, daß Interferenz zwischen Strahlungen unterschiedlicher (gleicher) Parität nur zu den Koeffizienten mit ungeradem (geradem) k beiträgt, was in dem in $D_{tt'}^k$ enthaltenen Faktor

$$\frac{1}{2} \left(1 + (-1)^{p+L+p'+L'+k} \right) \quad (5.41)$$

ausgedrückt ist. Durch die Möglichkeit der Interferenz wird die Sensitivität für schwächere Multipolübergänge erhöht.

Eine wesentliche Vereinfachung des Problems ergibt sich für die simple Spinsequenz $0^+ + 0^+ + \ell \rightarrow \ell^\pi \rightarrow L + 0^+$ (Spins von Target, Projektil und Endzustand 0^+), bei der nur E1-Einfang aus einer p-Welle und E2-Strahlung aus einer d-Welle auftreten:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Theta) = \frac{1}{4\pi \text{ sr}} \cdot \left\{ \left(\sigma_{E1} + \sigma_{E2} \right) - \left(\sigma_{E1} - \frac{5}{7} \sigma_{E2} \right) Q_2 P_2(\cos \Theta) \right. \\ \left. - \frac{12}{7} \sigma_{E2} Q_4 P_4(\cos \Theta) \right. \\ \left. + \frac{6}{\sqrt{5}} \sqrt{\sigma_{E1} \sigma_{E2}} \cos(\Phi_p - \Phi_d) \left(Q_1 P_1(\cos \Theta) - Q_3 P_3(\cos \Theta) \right) \right\} \end{aligned} \quad (5.42)$$

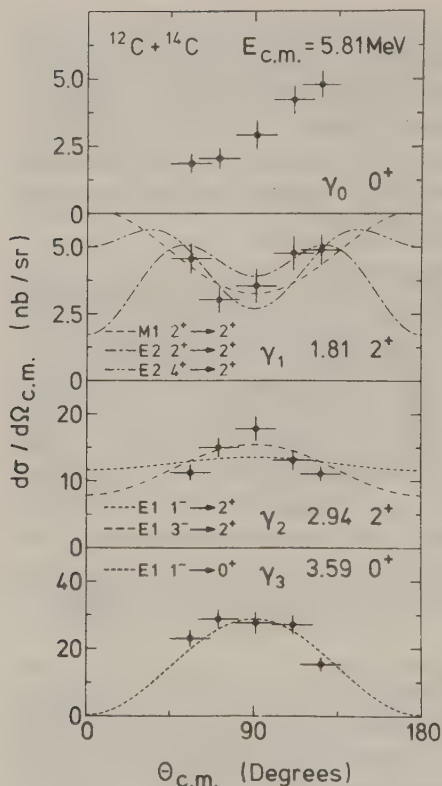
Dieser Fall trifft in der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Einfangreaktion (Kanalspin 0^+) für die Zerfälle γ_0 und γ_3 ($J_f^\pi = 0^+$) zu. Bei anderem Endzustandsspin (γ_1 und γ_2 , $J_f^\pi = 2^+$) ist die Aussagekraft einfacher Winkelverteilungsmessungen im allgemeinen stark eingeschränkt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Winkelverteilungen der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Strahlungseinfangreaktion bei drei verschiedenen Einschüßenergien mit unterschiedlicher Anzahl von Winkelstellungen aufgenommen. Für die unterhalb der Coulomb-Barriere liegende, korrelierte Struktur in den γ_2 und γ_3 -Kanälen stellt sich die Frage nach dem möglichen Resonanzspin, im Bereich stärker überlappender Strukturen bei höheren Einschüßenergien zielt die Fragestellung auf eine eventuell dominierende Multipolarität.

Die bei $E_{\text{c.m.}} = (5.81 \pm 0.10) \text{ MeV}$ aufgenommenen Winkelverteilungen ($\Theta_\gamma = 55^\circ, 70^\circ, 90^\circ, 110^\circ, 125^\circ$) für Einfang in diskrete Endzustände, γ_0 bis γ_3 , sind in Figur 5.11 dargestellt. Obige Angabe ist die Schwerpunktsenergie in der Mitte des Targets, die zweite Zahl gibt die Targetdicke wieder. Die Einschüßenergie entspricht (fast) dem Maximum der in den Kanälen γ_2 und γ_3 beobachteten resonanzartigen Struktur bei $E_{\text{c.m.}} = 5.84 \text{ MeV}$, deren Breite jeweils $\Gamma = 0.36 \text{ MeV}$ ist. Für γ_0 umfaßt der Einschüßenergiebereich die Anstiegsflanke der bei $E_{\text{c.m.}} \approx 5.9 \text{ MeV}$ gelegenen Struktur, während die Anregungskurve von γ_1 hier glatt verläuft (vergleiche Figur 5.9). Horizontale Fehlerbalken in den Figuren 5.11 und 5.12 geben den vollen Öffnungswinkel des Detektorkollimators wieder ($\pm 10.8^\circ$), nicht den kleineren mittleren Winkelbereich ($\pm 5^\circ$ FWHM).

Aufgrund der isolierten Lage der Resonanzen in γ_2 und γ_3 (für γ_3 noch deutlicher als für γ_2) kann man hoffen, eine Aussage über Resonanzspins machen zu können, wenn ein einziger Spinwert und eine einzige Multipolarität dominierend sind. Die in der Figur eingezeichneten Kurven sind die erwarteten Winkelverteilungen für die angegebenen reinen Multipolübergänge, wobei die Winkelabschwächungskoeffizienten berücksichtigt wurden. Kein weiteres reines Strahlungsmuster ähnelt der Form der experimentellen Winkelverteilungen.

Die für den Übergang γ_3 (Zerfall zum $J_f^\pi = 0_2^+$ Endzustand) gemessene Winkelverteilung weist eindeutig auf $J_i^\pi = 1^-$ als Resonanzspin hin (E1-Übergang). Die zu beobachtende geringe Asymmetrie kann aufgrund der vorliegenden Spinsequenz nur durch E2-Einfang aus der $\ell = 2$ Partialwelle hervorgerufen werden; allerdings führt ein Fit der Daten gemäß Gleichung 5.42 zu keinem signifikanten Ergebnis für σ_{E2} und den Interferenzterm $\cos(\Phi_{\text{p}} - \Phi_{\text{d}})$. Innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen entspricht die Winkelverteilung des γ_2 -Übergangs (Zerfall zum $J_f^\pi = 2_2^+$ Endzustand, ebenfalls resonant) keinem



Figur 5.11: Winkelverteilungen für die Übergänge γ_0 bis γ_3 in der Reaktion $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$, aufgenommen bei $E_{c.m.} = (5.81 \pm 0.10) \text{ MeV}$. Die Kurven stellen das erwartete Verhalten der angegebenen reinen Multipolübergänge dar.

reinen Multipolübergang, insbesondere nicht einem aus dem vorgeschlagenen Anfangsspin 1^- folgenden E1-Zerfall, der zu einer sehr flachen Verteilung führen würde. Die Winkelverteilung folgt $W(\Theta) \sim 1 - P_2(\cos \Theta)$, ein a_1 -Term und höhere Terme als $k=2$ sind im Fit insignifikant. Dies ist jedoch kein Indiz gegen die Interpretation der in γ_2 und γ_3 gefundenen, perfekt korrelierten Strukturen als Zerfälle derselben Resonanz. Wegen des Endzustandspins 2^+ wäre die (aufgrund der kleinen Wirkungsquerschnitte praktisch unmögliche) Messung von $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen für eine eindeutige Aussage erforderlich. Es ist vorstellbar, daß die beobachtete Winkelverteilung (Überhöhung um

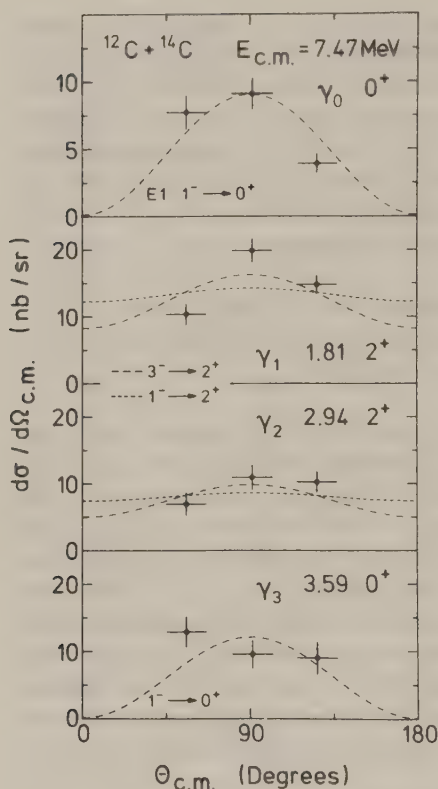
$\Theta_\gamma = 90^\circ$) durch Interferenz auch schon eines Teils der möglichen sechs komplexen Reaktionsamplituden zustandekommt (E1: 1^- , 3^- , M1: 2^+ , E2: 0^+ , 2^+ , 4^+ , der Koeffizient A_2 hat dann höchstens 10 Summanden, A_1 6, A_3 5, A_4 4, siehe Gleichung 5.40). Es kann nicht entschieden werden, welche dieser möglichen Multipolübergänge beitragen; auch die Tatsache, daß Eingangskanal (ohne Mischung) und Endzustand Isospin $T=1$ haben, ist nicht hilfreich bei dem Versuch, einen der Multipole auszuschließen. Lediglich das Verschwinden von A_4 deutet auf eine Insignifikanz von E2-Strahlung hin.

Ebensowenig sind Schlußfolgerungen aus der Winkelverteilung für γ_1 ($J_f^\pi = 2_1^+$, nicht-resonant) möglich. In Figur 5.11 sind auch hier die den Daten ähnelnden reinen Multipolverteilungen angegeben.

Die Winkelverteilung des γ_0 -Übergangs ($J_f^\pi = 0_1^+$) zeigt bei dieser Einschußenergie in der Anstiegsflanke der Struktur bei $E_{c.m.} \approx 5.9$ MeV eine starke Interferenz. Der Fit gemäß Gleichung 5.42 beschreibt die Daten sehr gut, die Kurve ist in Figur 5.11 nicht dargestellt. Die Fitergebnisse sind $\sigma_{E1} = 23$ nb, $\sigma_{E2} = 10$ nb und $\cos(\Phi_p - \Phi_d) = -0.44$, d. h. $(\Phi_p - \Phi_d) = 116^\circ$. Im Vergleich zu typischen Erscheinungsformen im α -Strahlungseinfang ([KuhV 75], $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ hat dieselbe Isospinstruktur, ^{26}Mg wird bei geringerer Anregungsenergie bevölkert) sind hier ein relativ großer E2-Anteil und eine stark ausgeprägte Phasenkohärenz (Verlust der Kohärenz bedeutet $(\Phi_p - \Phi_d) = 90^\circ$) zu beobachten. Es wäre von Interesse, ob diese Form der Winkelverteilung auch im Maximum der in der Anregungskurve von γ_0 beobachteten Struktur erhalten bleibt.

Zusammenfassend kann für die Resonanz bei $E_{c.m.} = 5.84$ MeV in γ_3 und γ_2 der Spin 1^- vorgeschlagen werden; die experimentellen Einschränkungen für γ_2 wurden oben diskutiert. Die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte sind für γ_3 (247 ± 12) nb, für γ_2 (140 ± 10) nb (allein statistische Fehler der genannten Fits, für γ_2 zusätzliche Unsicherheit durch Extrapolation aus dem vermessenen Winkelbereich heraus). Das Verzweigungsverhältnis für Zerfall der Resonanz in die Kanäle γ_3 und γ_2 beträgt etwa 1.8 ± 1 .

Bei $E_{c.m.} = (7.47 \pm 0.07)$ MeV wurde eine weitere Winkelverteilungsmessung durchgeführt, allerdings nur mit drei Winkelstellungen ($\Theta_\gamma = 55^\circ$, 90° , 125°). Die Einschußenergie wurde in der Nähe von Maxima der folgenden Anregungs-



Figur 5.12: Wie Figur 5.11, jedoch bei $E_{c.m.} = (7.47 \pm 0.07) \text{ MeV}$.

kurven gewählt: In γ_0 unterhalb der Struktur bei 7.54 MeV, in γ_1 nahe dem Maximum der Resonanz bei 7.40 MeV, für $\gamma_{4.8-5.0}$ im Maximum der einzigen starken Struktur bei 7.45 MeV. Für γ_2 liegt die Energie nahe der bei 7.6 MeV beobachteten schwächeren Struktur. Die Winkelverteilungen für Einfang in die diskret beobachtbaren Endzustände sind in Figur 5.12 gezeigt. Wiederum sind nur die den Daten ähnlichen reinen Multipolverteilungen eingetragen; dies sind hier nur die jeweils möglichen E1-Übergänge. Keine der beobachteten Winkelverteilungen ist symmetrisch bezüglich $\Theta_\gamma = 90^\circ$. Die Anzahl der Winkelstellungen ist jedoch zu gering, um weitere Aussagen über die interferierenden

Multipole zu machen, auch nicht im Fall der beiden $J_f^\pi = 0^+$ Endzustände. Aufgrund der relativ geringen Asymmetrien (etwa im Vergleich zur γ_0 -Winkelverteilung bei 5.81 MeV, Figur 5.11) ist der naheliegende Schluß auf eine Dominanz der isospinerlaubten E1-Strahlung bei dieser Einschußenergie im Bereich stärker überlappender Strukturen erlaubt. Interessant zu bemerken ist, daß die γ_1 -Winkelverteilung hier eine ähnliche Überhöhung um $\Theta_\gamma = 90^\circ$ aufweist wie die γ_2 -Daten bei 5.81 MeV.

Im ersten Experiment in Brookhaven wurde bei $E_{c.m.} = (6.66 \pm 0.25) \text{ MeV}$ die γ -Ausbeute unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$ und 135° vermessen. Die beobachtete Anisotropie deutet für die bei der großen Targetdicke einzig auswertbaren Übergänge γ_0 , γ_1 und γ_2 ebenfalls auf das Vorherrschen von E1-Strahlung hin.

Bei $E_{c.m.} = 5.81 \text{ MeV}$ und 7.47 MeV sind die Winkelverteilungen der Zerfälle zu höher liegenden, nicht aufgelösten Endzuständen — entsprechend der Erwartung — nahezu isotrop. Darüber hinausgehende Aussagen sind schon wegen der unter $\Theta_\gamma \neq 90^\circ$ möglichen Beiträge der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Störreaktion (vergleiche Abschnitt 4.2) nicht statthaft.

Damit liegen bisher nur aus zwei Experimenten zum Strahlungseinfang schwerer Ionen Winkelverteilungen vor, die nicht isotrop oder durch restriktive Auswahlregeln vorherbestimmt sind, nämlich der Reaktion $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma_{0,1})^{28}\text{Si}$ [SanC 81] und der hier vorgestellten $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma_{0-3})^{26}\text{Mg}$ Reaktion. Beide Experimente weisen allerdings jeweils spezifische Vor- und Nachteile auf: Sandorfi und Collins [SanC 81] konnten bei Verwendung einer "Glass-T" Targetkammer auch unter $\Theta_\gamma = 0^\circ$ messen, haben aber auf Winkelstellungen $\Theta_\gamma > 90^\circ$ verzichtet; damit können mögliche Asymmetrien und Interferenzen nicht diskutiert werden. In der vorliegenden Arbeit wurde die Asymmetrie der Winkelverteilungen bezüglich $\Theta_\gamma = 90^\circ$ vermessen; da die Targetkammer Messungen unter $\Theta_\gamma = 0^\circ$ jedoch nur unter sehr großer Korrektur ihrer Absorption gestatten würde (vergleiche Abschnitt 2.4), fehlt hier eine entsprechend große Anisotropie ("Hub") der Winkelverteilungen, die eine Entscheidung in einigen Fällen (z. B. γ_1 und γ_2 bei $E_{c.m.} = 5.81 \text{ MeV}$, Figur 5.11) möglicherweise erleichtert hätte.

Ein wesentliches Ergebnis dieses Abschnitts ist, daß nahezu alle gemessenen Winkelverteilungen in der $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ Reaktion mehr oder minder starke

Asymmetrien aufweisen. Asymmetrien schließen — auf modellunabhängige Weise! — den Ablauf des Strahlungseinfangs sowohl über einen einzigen, vollständig isolierten und von Untergrund freien Resonanzzustand als auch denjenigen über sehr viele, stark überlappende Niveaus mit vollständig statistisch verteilten Phasen (den Compoundkern im engeren Sinne) aus.

6. Abschließende Diskussion und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der Strahlungseinfang von ^{12}C an ^{14}C bei Einschüßenergien in der Umgebung der Coulomb-Barriere untersucht ($E_{\text{c.m.}} = 4.7 - 10 \text{ MeV}$). Mit dem Bochumer "Big NaI" und dem Brookhaven Mk III Spektrometer konnte der hochenergetische γ -Zerfall zu isolierten (bzw. semi-isolierten) gebundenen Zuständen des fusionierten Kerns ^{26}Mg ($E_x^f \leq 5.7 \text{ MeV}$) mit guter Energieauflösung (in Bochum 2.65% FWHM) nachgewiesen werden. Speziell für solche Untersuchungen des Strahlungseinfangs schwerer Ionen mit sehr kleinem Wirkungsquerschnitt (typisch 1–50 nb/sr) ist das große NaI(Tl) Spektrometer im Bochumer Dynamitron-Tandem-Laboratorium im Rahmen dieser Arbeit konstruiert und aufgebaut worden; das systematische Studium seiner Eigenschaften führte zur konsistenten Analyse selbst komplexer Spektren von Einfang-Gammaquanten.

In diesem Kapitel soll versucht werden, solche Trends aufzuzeigen, die den verschiedenen Systemen gemeinsam sind, in denen der Strahlungseinfang bislang untersucht wurde. Die Diskussion der vorliegenden experimentellen Ergebnisse ist nach gg- und ug-Systemen gegliedert; die fusionierten Kerne gehören ausnahmslos der sd-Schale an. (Die Untersuchung des Schwerionenstrahlungseinfangs in einen Kern der p-Schale, $^6\text{Li}(^6\text{Li}, \gamma)^{12}\text{C}$, ist ein Thema einer weiteren Arbeit [Eule].) Für einen Kern, ^{24}Mg , ist auch die vergleichende Betrachtung der elektronen- und hadroneninduzierten Spaltung möglich.

6.1 Strahlungseinfang schwerer Ionen zum fusionierten Kern ^{26}Mg

Mit dem System $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ wurde zum ersten Mal der Schwerionenstrahlungseinfang in einen gg-Kern mit Isospin $T_z \neq 0$ untersucht. In diesem Fall ist E1-Strahlung isospinerlaubt. Wesentliches Ergebnis ist die Beobachtung einer Reihe charakteristischer, resonanzartiger Strukturen intermediärer Breite ($\Gamma = 0.3 - 0.4 \text{ MeV}$) in den Anregungskurven von fünf ($\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ und $\gamma_{4.8-5.0 \text{ MeV}}$) der sieben betrachteten γ -Zerfallskanäle (Figuren 5.9 und 5.10). Für die Resonanz in γ_3 und γ_2 bei $E_{\text{c.m.}} = 5.84 \text{ MeV}$ kann der Spin $J^\pi = 1^-$ vorgeschlagen werden. Damit ist die Reaktion $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$ in dieser Hinsicht den Systemen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ (beide Isospin $T_z = 0$, siehe Abschnitt 6.2

und dort genannte Referenzen) ähnlich. Erstmals jedoch wurden intermediäre Resonanzen im Strahlungseinfang in einem solchen System leichter Schwerionen (gg-Kerne) gefunden, dessen Teilchenzerfallskanäle und elastische Streuung nach bisheriger Kenntnis strukturlöse Anregungskurven aufweisen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dies für die Wirkungsquerschnitte der Restkernproduktion (Ein- und Zwei-Teilchen-Evaporation, Figuren 5.3 und 5.4) und damit für den Fusionsquerschnitt (Figur 5.5) experimentell gezeigt.

Die Anregungskurven für Teilchenemission können in befriedigender Weise im Rahmen des statistischen Modells wiedergegeben werden. Demgegenüber ergaben die Rechnungen nach dem Hauser-Feshbach Formalismus unter Einschluß der Riesenresonanzen und der Isospinmischung für den Schwerionenstrahlungseinfang, daß weder die Größe der Wirkungsquerschnitte noch die prominenten Strukturen in den Anregungskurven durch den Prozeß der statistischen Emission von γ -Quanten nach Fusion von ^{12}C mit ^{14}C zu einem Compoundkern beschrieben werden können.

In ihren Anregungskurven zeigen γ -Zerfälle zu niedrig liegenden Niveaus innerhalb derselben Bande in ^{26}Mg oft starke Unterschiede (γ_0 und γ_1), während die beste Korrelation von Resonanzen bei den Übergängen zu den Köpfen zweier verschiedener Banden festgestellt wird (γ_2 und γ_3). In Abschnitt 6.2 werden wir versuchen, diese Beobachtungen in einen größeren Zusammenhang einzuordnen. Obwohl in dieser Arbeit die bislang höchste Anzahl von Endzuständen (vier diskrete Niveaus und drei nicht aufgelöste Gruppen mit insgesamt zehn Niveaus) betrachtet werden konnte, ist dennoch keine detaillierte Antwort auf die Frage möglich, welche Rolle die Kernstruktur der niedrig liegenden Zustände von ^{26}Mg spielt. Ebenso ist nicht erkennbar, ob die gemäß den Ergebnissen von Schalenmodellrechnungen (siehe [GlaN 86]) wechselnde Deformation des ^{26}Mg -Kerns in diesen Zuständen den Strahlungseinfang beeinflusst. Alle Niveaus, die als diskrete Endzustände im Strahlungseinfang beobachtet wurden ($\gamma_0 - \gamma_3$), entsprechen prolat deformierter Gestalt; für einige der höher liegenden Niveaus findet nach [GlaN 86] ein Übergang zu oblater Gestalt statt. Ein aus zwei aufeinander zulaufenden Schwerionen gebildetes Stoßsystem stellt ebenfalls ein prolat deformiertes System dar; diese Deformation wird während der Annäherung noch verstärkt (energetisch günstigere Konfiguration aufgrund der Coulomb-Energie, [Roz 88]).

Der Kern ^{26}Mg kann mittels zweier Schwerioneneingangskanäle in der Umgebung der jeweiligen Coulomb-Barrieren im gleichen Anregungsenergiebereich studiert werden, $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ ($Q = 19.23 \text{ MeV}$) und $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ ($Q = 22.46 \text{ MeV}$, $V_{\text{CB}} = 6.5 \text{ MeV}$ für beide Kanäle). Ohne Isospinmischung bilden beide Kanäle nur $T = T_z = 1$ Zustände; die zwei identischen Fermionen des Kanals $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ führen zu einer anderen Spinstruktur (siehe [GILB 85]). Eine Untersuchung der Reaktion $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$ würde die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente hervorragend ergänzen und könnte zur Beantwortung sehr interessanter Fragestellungen beitragen. Sind intermediäre Resonanzen auch im Strahlungseinfang des zweiten Systems zu finden, und sind es möglicherweise dieselben wie die in $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ beobachteten? Aufgrund des Unterschieds der Q -Werte sollte jedoch für einen wirklichen Vergleich der Meßbereich für $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)$ zu höheren Einschußenergien hin ausgedehnt werden, während die $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, \gamma)$ Reaktion bis zu Energien weit unterhalb ihrer Coulomb-Barriere verfolgt werden müßte (möglichst $E_{\text{c.m.}} \geq 3.5 \text{ MeV}$!). Wegen des höheren Q -Werts der $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, \gamma)^{26}\text{Mg}$ Reaktion kann erwartet werden, daß der Unterschied zwischen statistischem "Untergrund" aus dem Zerfall der Riesenresonanzen und möglichen intermediären Strukturen hier noch deutlicher ausfällt.

Der Vergleich beider Systeme über die Strahlungseinfangreaktion verfolgt die alten Fragen, ob Resonanzen in Schwerionenreaktionen an die α -Cluster-Substruktur eines oder beider Reaktionspartner (hier ^{12}C) geknüpft sind und wie sich der Einfluß abgeschlossener Schalen (bzw. Unterschalen, im Fall von ^{12}C und ^{14}C) sowie von Valenznukleonen (im Fall von $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ zwei) äußert. Nachdem in dieser Arbeit die große Selektivität des Strahlungseinfangs schwerer Ionen hinsichtlich der bevölkerten Endzustände gezeigt wurde, ist es von besonderer Wichtigkeit zu untersuchen, ob die Kopplung an den jeweiligen Schwerionenkanal ebenso spezifisch ist.

Signifikante resonanzartige Strukturen nicht-statistischen Ursprungs wurden in der Reaktion $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, \alpha)^{22}\text{Ne}$ von der Gruppe in Philadelphia entdeckt ([GILB 85], [GILF 85], [GILR 86]). Diese Autoren fanden durch die Analyse von ausführlichen Winkelverteilungsmessungen der α_0 -Emission bemerkenswerte Überhöhungen in den nach Partialwellen im Eingangskanal zerlegten Wirkungsquerschnitten bei $E_{\text{c.m.}} = 7.1 \text{ MeV}$ ($\ell = 2$), 8.0 MeV ($\ell = 4$), 8.3 MeV ($\ell = 2$) und 10.0 MeV ($\ell = 8$). Eine Breite wird nur für die Resonanz bei $E_{\text{c.m.}} = 8.0 \text{ MeV}$

angegeben, 420 keV. (Keine dieser Strukturen kann aufgrund der abgedeckten Energiebereiche mit unseren Daten verglichen werden.) Die Anregungskurven der Restkernproduktion und des Fusionsquerschnitts im System $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ verlaufen dagegen wie in $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ strukturlos ([ChaD 82] und [TreW 88]).

Diese Ergebnisse geben in Verbindung mit denen der vorliegenden Arbeit eine gute Motivation, die noch fehlenden Aspekte des fusionierten Systems ^{26}Mg in umfassenderer Weise zu untersuchen, nämlich den Teilchenzerfall in spezielle Kanäle in $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ (siehe Abschnitt 5.3.2) und den Strahlungseinfang in $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$. Fast drei Jahrzehnte nach der Entdeckung von intermediären Resonanzen halten die aus den drei Kohlenstoff-Isotopen zu bildenden Systeme immer noch neue und überraschende Phänomene bereit. Der Strahlungseinfangsreaktion kommt hier die Rolle einer für niedrige Spins und insbesondere strukturelle Charakteristiken sehr empfindlichen Probe zu.

6.2 Strahlungseinfang und Spaltung bei gg-Kernen der sd-Schale

6.2.1 Die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$

Die erste eingehende Untersuchung des Strahlungseinfangs schwerer Ionen in einem gg-System, $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$, durch A.M. Nathan, A.M. Sandorfi und T.J. Bowles [NatS 81] hatte Erwartungen geweckt, die sich für alle weiteren Systeme nicht vollständig erfüllten, so daß $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ als Ausnahmefall erscheinen muß. Diese Autoren fanden im Bereich $E_{\text{c.m.}} = 5 - 11 \text{ MeV}$ drei "neue" intermediäre Resonanzen bei $E_{\text{c.m.}} = 6.01, 6.77$ und 8.02 MeV , die energetisch korreliert in allen drei beobachteten Zerfallskanälen – γ_0 , γ_1 und γ_{2+3} – auftreten (siehe Figur 1.3). Die altbekannte, historisch als "quasimolekular" bezeichnete Resonanz ($J^\pi = 2^+$) bei $E_{\text{c.m.}} = 5.64 \text{ MeV}$ erscheint dagegen allein in γ_0 , während eine weitere "neue" Struktur bei $E_{\text{c.m.}} = 5.75 \text{ MeV}$ nur in γ_1 und γ_{2+3} auftritt. Aufgrund neuer, im folgenden vorzustellender Indizien glauben wir, daß die im Vergleich zu den Resonanzen in Teilchenkanälen erheblich größeren Breiten der Einfangresonanzen zumindest teilweise auf die benutzten Targetdicken zurückzuführen sein dürften. Ihre Vergleiche und Rechnungen veranlaßten die Autoren zu folgender Schlußfolgerung: Die im Strahlungseinfang gefundenen Resonanzen weisen gegenüber der statistischen Erwartung stark erhöhte Partial-

breiten für den ^{12}C -Kanal und den γ -Zerfall auf, sie »bilden einen neuen Satz von Resonanzen, die (...) nicht den dominanten quasimolekularen Phänomenen der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktionen entsprechen«; die »bisher identifizierten quasimolekularen Resonanzen sind im Strahlungseinfang (auch) vorhanden, aber nur auf einem geringen, mit statistischem γ -Zerfall verträglichen Niveau« [NatS 81].

Das Studium dieser Reaktion wurde in Bochum bis hinab zu $E_{\text{c.m.}} = 4.7 \text{ MeV}$ ausgedehnt ([Dec 87], veröffentlicht in [DecK 88]). Die bestehenden großen quantitativen Diskrepanzen zu den Daten von [NatS 81] im Überlappungsbereich weisen auf nicht befriedigend geklärte experimentelle Probleme hin, die zu Skepsis gegenüber den quantitativen Angaben und damit insbesondere der auf absoluten Wirkungsquerschnitten basierenden Interpretation in [DecK 88] Anlaß geben. Das Ergebnis der Arbeit [Dec 87] ist die Beobachtung einer resonanzartigen (Doppel-) Struktur um $E_{\text{c.m.}} = 4.9 - 5.0 \text{ MeV}$ in den Anregungskurven der Kanäle γ_1 und γ_{2+3} , überraschenderweise aber nicht in γ_0 . Die Struktur fällt energetisch mit den aus den Teilchenzerfallskanälen der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktion bekannten $J^\pi = 2^+$ Resonanzen bei 4.88 und 5.00 MeV zusammen. Jedoch liegen auch hier – ebenfalls wohl aufgrund der gewählten Targetdicken – die beobachteten Breiten der Einfangresonanzen um (teilweise mehr als) einen Faktor 2 oberhalb der totalen Breiten der bekannten Resonanzen, womit auch wegen fehlender Spinbestimmung im γ -Kanal der Beweis für die tatsächliche Identität aussteht.

Damit ist eine Reihe von Feststellungen zur Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ zu treffen: Mit Ausnahme der im γ_0 -Kanal beobachteten Resonanzen, deren Spin wohl auch ohne Messung zu 2^+ festgelegt werden darf, wurden bislang keine Spinzuordnungen vorgenommen. Ein Vergleich der im Strahlungseinfang entdeckten Resonanzen mit den aus den Teilchenzerfallskanälen bekannten kann damit nur anhand vergleichsweise unsicherer energetischer Korrelationen erfolgen; definitive Aussagen werden durch die Wahl von für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ zu großen Targetdicken in den Einfangexperimenten erschwert. Fehlende oder ungewisse Spinbestimmungen sowohl für Einfangreaktion als auch Teilchenzerfallskanäle und elastische Streuung machen den Vergleich letztlich sogar unmöglich. So zeigten vollständige S-Matrix-Analysen der $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_0)^{20}\text{Ne}$ Reaktion durch Basrak und Mitarbeiter ([BasT 85], siehe auch [BasA 85], [BasT 88]) allein im engen Bereich $E_{\text{c.m.}} = 5.7 - 6.1 \text{ MeV}$ fünf (oder sechs) zum Teil einander

überlappende und bislang unbekannte Resonanzen mit Spinwerten von 0^+ , 2^+ und 4^+ , deren totale Breiten bei nur 50–70 keV liegen.

Mit den genannten Vorbehalten können folgende, über [NatS 81] hinausgehende Aussagen gemacht werden [RicD 87]: Alle im Bereich $E_{c.m.} \approx 4.9 - 6.0$ MeV bekannten 2^+ Resonanzen bei $E_{c.m.} = 4.88, 5.00, 5.64, 5.80$ und 6.01 MeV treten wahrscheinlich in mindestens einem der γ -Zerfallskanäle auf, nur ein Teil von ihnen aber in γ_0 . Über Korrelationen zwischen 4^+ Resonanzen bei $E_{c.m.} = 5.77, 5.94$ und 6.83 MeV sowie 0^+ Resonanz(en) bei 5.82 MeV (und 5.97 MeV) mit Strukturen in γ_1 und γ_{2+3} bei $5.8, 6.0$ und 6.8 MeV kann weiterhin nur spekuliert werden. Die 2^+ Resonanzen in γ_0 bei 6.77 und 8.02 MeV treten in einem höheren Energiebereich auf, wo der Teilchenzerfall durch höhere Partialwellen dominiert wird; eine S-Matrix-Analyse könnte hier die Beiträge der niedrigen Partialwellen zur Teilchenemission isolieren. Wir glauben somit im Gegensatz zu der in [NatS 81] geäußerten Vermutung, daß es keinen grundsätzlichen Unterschied zwischen den Einfangresonanzen und den bekannten intermediären Strukturen des Systems $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ gibt. Die spezifische mikroskopische Kernstruktur aller Resonanzen manifestiert sich in ihren jeweiligen Partialbreiten (d. h. auch Verzweungsverhältnissen) für Zerfall in die einzelnen Teilchen- und γ -Kanäle; die Partialbreiten speziell für Zerfall in die ^{12}C und ^8Be -Kanäle sowie für den γ -Zerfall sind größer, als es der statistischen Erwartung entspricht.

Eine erneute Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ über den ganzen Energiebereich ist nötig, beginnend weit unterhalb der Coulomb-Barriere bis zu ihrem zweifachen Wert und unter Verwendung angemessen dünner Targets (Energieverlust im Schwerpunktsystem deutlich kleiner als 50 keV, Schrittweite entsprechend!). Zuverlässige Spinbestimmungen für Strahlungseinfang und Teilchenzerfall sind erforderlich. Für solche Messungen sollte ein Gas-target eingesetzt werden, auch um durch hohe Strahlströme eine Ausbeuteverringering gering halten zu können; die Verwendung von hoch angereichertem ^{12}C ist unumgänglich. Im Licht der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit ist es in Zukunft nach weiterer Entwicklung der Detektoren für hochenergetische γ -Quanten zunächst sehr interessant herauszufinden, ob die Strukturen in der Anregungskurve (speziell bei $E_{c.m.} = 6.8$ MeV) der bislang experimentell nicht auflösbaren Gruppe γ_{2+3} nur einem oder beiden der beteiligten End-

zustände zuzuschreiben sind, dem $J^\pi = 4^+$ ($E_x^f = 4.12$ MeV) Mitglied der Grundzustandsrotationsbande und dem 2^+ (4.24 MeV) Kopf der γ -Bande von ^{24}Mg . Weiterhin ist es wünschenswert, γ -Übergänge zu höher liegenden Niveaus untersuchen zu können.

6.2.2 Die Reaktionen $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$ und $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\gamma)^{32}\text{S}$

Die Untersuchungen der $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\gamma)^{28}\text{Si}$ Reaktion in Brookhaven ([SanC 81] und [ColS 82], siehe auch [San 84]) zeigten für die Zerfälle zu vier Endzuständen (jeweils den $J^\pi = 0^+$ und 2^+ Mitgliedern der $K^\pi = 0_1^+$ Grundzustandsbande oblater Deformation und der angeregten prolaten $K^\pi = 0_3^+$ Bande) ein vielschichtiges Bild: Während der Grundzustandsübergang, γ_0 , nur sehr kleine Wirkungsquerschnitte und praktisch keine Strukturen aufweist, zeigt die Anregungskurve für γ_1 im Energiebereich $E_{c.m.} = 6.4 - 12.9$ MeV wiederum drei (oder vier) klar ausgeprägte intermediäre Resonanzen niedrigen Spins, für die $J^\pi = 2^+$ und 4^+ vorgeschlagen wurde [SanC 81]. Ein Vergleich mit aus teilchenspektroskopischen Experimenten bekannten Resonanzen gestaltet sich im System $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ aufgrund der nur spärlichen Informationen zu Strukturen niedrigen Spins sehr schwierig. Demgegenüber sind die Anregungskurven für γ -Zerfall in die prolat deformierten, formisomeren Zustände von ^{28}Si (0^+ , 6.69 MeV und 2^+ , 7.4 MeV) bei gleichen Schwerpunktenenergien durch ein wesentlich kompakteres Erscheinungsbild geprägt [ColS 82]. In diesen Fällen dominiert von Energieabhängigkeit und Stärke her der Mechanismus des Strahlungseinfangs durch die auf diesen Zuständen aufgebauten Dipolriesenresonanzen, weil die erreichten Anregungsenergien oberhalb der Endzustände gerade den Riesenresonanzbereich erfassen. Collins et al. [ColS 82] argumentierten weiterhin, daß die ähnliche — prolate — Deformation des Schwerioneneingangskanals und der betrachteten Endzustände in der $K^\pi = 0_3^+$ Bande zu den beobachteten großen Einfangquerschnitten führen könnte.

Stark prolat deformierte Zustände ("Formisomere") sind für eine Reihe von Kernen der sd-Schale vorhergesagt worden, insbesondere für die gg-Kerne ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S und ^{40}Ca [SchS 83]. Speziell für ^{32}S weisen alle Rechnungen auf den $J^\pi = 0^+$ Zustand bei $E_x = 8.507$ MeV als entsprechenden Bandenkopf hin ([ZinM 76], [SchS 82], [Lan 83]). Wir haben die Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\gamma)^{32}\text{S}$ in

einem Übersichtsexperiment im Brookhaven National Laboratory mit dem BNL Mk III Detektor im Bereich $E_{c.m.} = 11.0 - 13.0$ MeV unter $\Theta_\gamma = 45^\circ$ untersucht [RicS 83]. In diesem Energiebereich werden sowohl nach [Lan 83] als auch gemäß dem statistischen Modell maximale Einfangquerschnitte erwartet. Es konnten jedoch keine ungewöhnlich starken γ -Übergänge nachgewiesen werden, wie es in der Reaktion $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma_{6.69})^{28}\text{Si}$ [ColS 82] der Fall war. Die aus den Spektren abgeschätzten oberen Grenzen der Wirkungsquerschnitte sowohl für den γ_0 -Übergang als auch für Zerfälle zur Region $E_x^f \approx 8 - 9$ MeV liegen höchstens in der Größenordnung derjenigen der $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ Reaktion [NatS 81]. In der Zwischenzeit ist auch direkter experimenteller Widerspruch zu der von obigen Autoren vorgeschlagenen Zuordnung bekannter Zustände von ^{32}S zur "formisomeren" Rotationsbande aufgetreten [MacK 85], was aber die mögliche Existenz solcher Zustände nicht ausschließt. Trotzdem sollte die Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \gamma)^{32}\text{S}$ schon aus Gründen der Systematik untersucht werden. In diesem System zweier identischer Bosonen sind die gleichen Multipolübergänge wie in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ erlaubt (nur E2 für γ_0 , E2 und M1 für Zerfälle zu Niveaus positiver Parität mit $J \neq 0$). Die im statistischen Modell berechnete Zahl offener Zerfallskanäle ist erheblich größer als in allen bisher untersuchten Systemen (um 1-2 Größenordnungen, speziell im Vergleich zu $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$). Somit kann diese Reaktion wohl nur mit weiterer Verbesserung der Targettechnologie und des Nachweissystems untersucht werden.

6.2.3 Diskussion des Strahlungseinfangs in gg-Systemen

Das Studium des Strahlungseinfangs schwerer Ionen in niedrig liegende Zustände der fusionierten Kerne in den drei gg-Systemen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ in der Umgebung der jeweiligen Coulomb-Barrieren führt sowohl bei Betrachtung jeder einzelnen Reaktion als auch in der Gesamtschau zu folgenden Schlußfolgerungen: Dieser seltene Typ einer Schwerionenreaktion ist eine sehr sensitive Sonde, Resonanzen intermediärer Breite vorwiegend niedrigen Spins selektiv zu vermessen. Diese Strukturen treten nur zu einem geringen Teil korreliert in den Anregungskurven aller beobachtbaren γ -Zerfallskanäle auf. Die stark unterschiedlichen γ -Partialbreiten (d. h. Verzweigungsverhältnisse, abzulesen an den jeweiligen Wirkungsquerschnitten) für Zerfälle selbst zu "ähnlichen" Endzuständen (im Sinne von Abschnitt 5.3.2) weisen auf

die eminente Bedeutung der den intermediären Resonanzen zugrundeliegenden mikroskopischen Kernstruktur hin; es kann nicht ausgeschlossen werden, daß "geringe" Unterschiede in den Wellenfunktionen der bevölkerten Endzustände ebenfalls eine Rolle spielen. Anregungsmechanismus und Konfiguration der intermediären Resonanzen scheinen extrem kompliziert, wie aus der Vielzahl unterschiedlicher Detailbeobachtungen speziell im Strahlungseinfang und auch im Teilchenzerfall hervorgeht. Experimentelle Aufgabe ist es, alle Partialbreiten aufzufinden. Die γ -Partialbreiten (typisch in der Größenordnung von Elektronenvolt) sind nur ein sehr kleiner, jedoch bedeutsamer Anteil der Gesamtbreite.

Der elektromagnetische Übergangsoperator stellt eine enge Verbindung zwischen den im Strahlungseinfang beobachteten Resonanzen und den niedrig liegenden (End-) Zuständen her. Intermediäre Resonanzen in Γ_γ können als spezielle, hoch angeregte Zustände der fusionierten Kerne selbst angesehen werden. Die wichtige Frage, ob möglicherweise allen intermediären Resonanzen solche Zustände zugrundeliegen, kann bislang nicht entschieden werden. Hier sind zwei Gründe anzuführen: Zum einen sind die Reaktionsmechanismen letztlich nicht geklärt, zum anderen ist die Identität der bekannten Resonanzen mit den im Strahlungseinfang beobachteten nicht zweifelsfrei bewiesen.

Die statistische Emission hochenergetischer γ -Quanten nach Fusion der beiden schweren Ionen trägt in fast allen bekannten Fällen (mit einer Ausnahme bei $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$) nur geringfügig – höchstens in Form eines Untergrunds unterhalb der prominenten Strukturen – zum Strahlungseinfangprozeß bei.

Jedes Modell für intermediäre Resonanzen muß diese für mehrere Systeme leichter Schwerionen zusammenfassend diskutierten Ergebnisse der Experimente zum Strahlungseinfang plausibel machen und nach genügender Entwicklung auch in quantitativer Weise reproduzieren. Wir glauben, daß der γ -Zerfall der aus dem dichten Kernkontinuum deutlich hervortretenden intermediären Strukturen bei hoher Anregungsenergie zu den niedrig liegenden gebundenen Niveaus einen wesentlichen Prüfstein darstellen wird; der Informationsgehalt könnte sich als ebenso reichhaltig erweisen wie derjenige der elektromagnetischen Übergänge zwischen gebundenen Zuständen und aus tiefliegenden isolierten Kernresonanzen.

Die Beobachtungen im Strahlungseinfang und insbesondere seine starke Selektivität weisen darauf hin, daß einfache Vorstellungen der intermediären Resonanzen im Coulomb-Bereich als dinukleare "quasimolekulare" Resonanzzustände oder ähnlich geartete "rotierende Kernmoleküle" wohl nicht zutreffend sind. Diesen vorwiegend makroskopischen, an Bandenstrukturen und Trägheitsmomenten orientierten Bildern ist die beobachtete Vielzahl der Resonanzen (gleichen Spins) und ihrer individuellen Zerfallseigenschaften nicht zu eigen. Wir führen nur einige weitere Bemerkungen an, vornehmlich unter Bezug auf das $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ System; man vergleiche für eine Übersicht die Review-Artikel von Cormier [Cor 82] sowie von Erb und Bromley [ErbB 85] und die darin enthaltenen Referenzen. Derzeit vermag das Modell eines intrinsisch angeregten Kernmoleküls, realisiert in Form einer Rechnung gekoppelter Reaktionskanäle für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (eingeschlossen sind inelastische Anregung eines oder beider ^{12}C in den $2_1^+, 4.44 \text{ MeV}$ Zustand), die herausragenden Eigenschaften der Resonanzen in der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktion im Bereich $E_{\text{c.m.}} \approx 4 - 7 \text{ MeV}$ in beeindruckender Weise wiederzugeben: Dichte der Resonanzen, ^{12}C -Partialbreiten und totale Breiten, mittlerer Reaktionsquerschnitt [KonM 78]. Es bleibt abzuwarten, ob überhaupt und mit welchem Erfolg der Strahlungseinfang in niedrig liegende Zustände von ^{24}Mg von diesem Modell vorhergesagt werden kann. Anschaulich ist es von der im Strahlungseinfang engen Verbindung zwischen den Resonanzen und den niedrig liegenden Zuständen her möglich, daß die Interpretation der intermediären Resonanzen als stark deformierte Formisomere in einem zweiten Minimum des Schalenmodellpotentials der fusionierten Kerne selbst (im Fall von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ von ^{24}Mg , siehe [CosL 81] und [LedO 84]) einen Teil der physikalischen Situation zu erfassen vermag.

6.2.4 Spaltung von ^{24}Mg

Für den Kern ^{24}Mg ist ein Vergleich der vorliegenden experimentellen Ergebnisse zum Strahlungseinfang aus dem Eingangskanal $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ in den Grundzustand (γ_0) mit denjenigen zur elektronen- und hadroneninduzierten Spaltung möglich.

Die von A.M. Sandorfi und Mitarbeitern durchgeführten Experimente zur elektroneninduzierten Spaltung von ^{24}Mg [SanC 80] führten zu den nachfol-

genden Studien des Strahlungseinfangs durch denselben Autor. Ein Vergleich beider ist in [San 84] enthalten. In der Reaktion $^{24}\text{Mg}(e, ^{12}\text{C}^{12}\text{C})e'$ werden $J^\pi = 2^+, T=0$ Strukturen bei $E_x(^{24}\text{Mg}) = 20.0$ und 22.0 MeV beobachtet, die in Lage und Stärke mit drei der vier Strahlungseinfangresonanzen in $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma_0)$ vergleichbar sind. Bei 20.7 MeV wird eine Konzentration von Monopolstärke gefunden, die im Strahlungseinfang nicht zugänglich ist. Die Übereinstimmung der Quadrupolstärke in symmetrischer Elektrosplattung und Strahlungseinfang zeigt an, daß in diesen zueinander zeitumgekehrten Reaktionen dieselben intermediären Strukturen angeregt werden, die gemäß der Analyse in [NatS 81] in Γ_C und Γ_γ als nicht-statistisch zu charakterisieren sind.

Im Spaltkanal $^{24}\text{Mg}(e, ^8\text{Be}^{16}\text{O})e'$ [SanC 80] wird vornehmlich Dipolstärke ($T=1$) beobachtet, die trotz Isospinunterdrückung gegenüber der Quadrupolstärke überwiegt. Dies äußert sich in einer zum Kanal $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ gänzlich unterschiedlichen Stärkeverteilung mit einer deutlichen, etwa 1 MeV breiten Struktur bei $E_x = 19.0$ MeV und mehreren weiteren, noch breiteren "Bumps". Nur ein Teil des Spektrums kann als statistischer Zerfall der Dipolriesenresonanz zu $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ beschrieben werden. Diese Dipolstärke ist bislang in keiner Reaktion mit geladenen Teilchen im Eingangskanal untersucht worden. Der Vergleich zwischen $^{24}\text{Mg}(e, \alpha^{20}\text{Ne})e'$ und dem E1-Anteil in $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma_0)^{24}\text{Mg}$ wird durch die Technik des Spaltexperiments erschwert, da das auslaufende Elektron nicht beobachtet, α -Zerfall zu verschiedenen Zuständen von ^{20}Ne nicht unterschieden und somit die in ^{24}Mg erreichte Anregungsenergie nicht eindeutig festgelegt wurde. In der nächsten Generation von $(e, e'c)$ Koinzidenzexperimenten (siehe [Knö 85], $^{28}\text{Si}(e, e'\alpha_0)^{24}\text{Mg}$, Elektronennachweis mittels Magnet-spektrograph) wurde eine detaillierte Vergleichbarkeit der Multipolstärkeverteilungen mit dem Strahlungseinfang erzielt. Somit darf auch für ^{24}Mg bei zukünftigen Experimenten ein ähnliches Ergebnis erwartet werden; der Kanal $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ dürfte vornehmlich den Zerfall der Riesenresonanzen reflektieren.

In seiner Dissertation untersuchte D. Pade die symmetrische Spaltung von ^{24}Mg nach inelastischer Anregung durch α -Teilchen, $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha' ^{12}\text{C}^{12}\text{C})$, bei $E_\alpha = 120$ MeV ([Pad 86], siehe auch [LawP 86]). Der experimentelle Aufbau ($\Theta_{\alpha'} = 7.1^\circ$) favorisierte die Anregung von Quadrupolstärke, d. h. der GQR. Die Division des mit Spaltereignissen $^{12}\text{C}_{g.s.} + ^{12}\text{C}_{g.s.}$ koinzidenten α' -Spektrums (nach Integration über eine an nur drei Punkten gemessene Winkelkorrelation

zwischen α' und ^{12}C) durch das α' -Singles-Spektrum (nach Abzug des üblichen Untergrunds) lieferte quantitativ das Verzweigungsverhältnis Γ_{C}/Γ als Funktion der in ^{24}Mg erreichten Anregungsenergie. Aus [Pad 86] kann entnommen werden, daß der experimentelle Verlauf von Γ_{C}/Γ im gesamten Energiebereich mit demjenigen verträglich ist, der sich nach dem statistischen Modell für Compoundkernzustände ergibt (nur $J^\pi = 2^+$, für $E_x = 18 - 33 \text{ MeV}$ ist der Mittelwert $\Gamma_{\text{C}}/\Gamma^{\text{exp}} = (0.31 \pm 0.07) \cdot 10^{-2}$ im Vergleich zu $\langle \Gamma_{\text{C}}/\Gamma \rangle^{\text{HF}} = 0.55 \cdot 10^{-2}$). Aufgrund des Untergrundabzugs ist der angegebene experimentelle Wert bereits eine obere Grenze. Etwaige resonante Überhöhungen gegenüber der statistischen Vorhersage (wie in [NatS 81] gefunden, deutlich mehr als ein Faktor 2) hätten selbst bei den vorhandenen großen statistischen Unsicherheiten klar beobachtbar sein müssen. Es ist wichtig zu bemerken, daß die Hauser-Feshbach Rechnungen in [NatS 81] und [Pad 86] unter gleichen Voraussetzungen durchgeführt wurden. Wir geben hier zu bedenken, daß nach den Ergebnissen von Zwarts et al. ([Zwa 83] und [ZwaD 85]) die GQR in ^{24}Mg überwiegend semidirekt (d. h. nicht-statistisch) zerfällt. Somit darf der schon in früheren Kapiteln angeführten Argumentation zufolge der Vergleich experimenteller Verzweigungsverhältnisse mit der Erwartung gemäß dem statistischen Modell nicht ohne Vorsicht zu weiteren Schlußfolgerungen führen. Die Übereinstimmung von Verzweigungsverhältnissen zwischen Experiment und Modell ist tatsächlich nur eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für die Bestätigung der vorgeschlagenen Zerfallsmoden.

Im Anregungsenergiespektrum der Zerfallereignisse werden mit einer gewissen Signifikanz nur zwei jeweils etwa 0.6 MeV breite Strukturen bei $E_x(^{24}\text{Mg}) = 22.0$ und 24.1 MeV beobachtet [Pad 86]; in der Kurve des experimentellen Verzweigungsverhältnisses scheinen diese Strukturen jedoch stark gedämpft zu sein. Beide "Bumps" im Spektrum der Zerfallereignisse sind also offenbar mit solchen im α' -Singles-Spektrum korreliert (ungefähr, der Struktur bei 22 MeV im Koinzidenzspektrum entspricht eine deutlich breitere im Singles-Spektrum). Die Wahrscheinlichkeit für Zerfall in den symmetrischen Spaltkanal ist in Maxima und Minima des untergrundkorrigierten α' -Spektrums nicht wesentlich unterschiedlich.

Die symmetrische Spaltung von ^{24}Mg nach inelastischer Streuung an ^{12}C , die Reaktion $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{12}\text{C}_{\text{g.s.}})^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$, wurde in zwei Experimenten bei

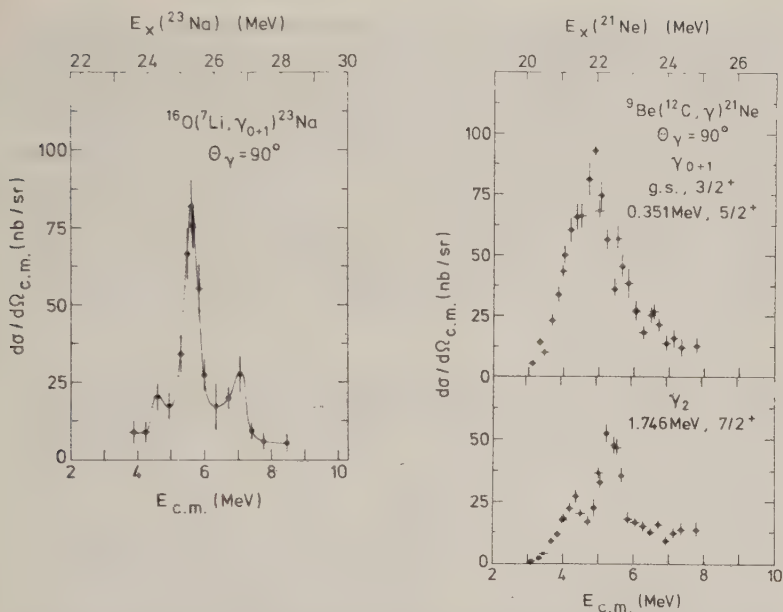
$E_{Mg} = 357 \text{ MeV}$ [Wils 86] und 180 MeV [FulB 86] untersucht. Wilczynski et al. [Wils 86] fanden eine sehr breite Anhebung im Spektrum der Spaltereignisse bei $E_x(^{24}\text{Mg}) = 21.9 \text{ MeV}$ sowie zwei schwächere bei 23.6 und 24.8 MeV ; für die Struktur bei 21.9 MeV wurde der Spin 2^+ deduziert. Fulton et al. [FulB 86] beobachteten Maxima bei $E_x = 21.2, 22.1, 22.9, 23.8$ und 24.6 MeV , wovon dasjenige bei 22.1 MeV (Breite etwa 0.5 MeV) am deutlichsten hervortritt. Beide Experimente gestatten keine quantitativen Aussagen über Zerfallsstärken. Aufgrund des Verlaufs der Spektren beider Gruppen für Spaltung nach inelastischer Schwerionenstreuung und dem in einem Fall bestätigten (niedrigen) Spin deutet sich eine Ähnlichkeit zum Spektrum nach α -Streuung [Pad 86] an.

Zusammenfassend ist – trotz einer Reihe offener Fragen zu einzelnen Punkten der genannten Arbeiten – bezüglich der in hadroneninduzierter Spaltung von ^{24}Mg gefundenen Strukturen festzustellen: Alle drei Experimente ([FulB 86], [Wils 86], [Pad 86]) stimmen in der Beobachtung der deutlichsten Überhöhung in den Koinzidenzspektren bei $E_x(^{24}\text{Mg}) = 22 \text{ MeV}$ überein; die Ergebnisse von zwei der drei Gruppen legen den Spin 2^+ für diese Struktur nahe, die Breite wird zu etwa 0.5 MeV angegeben. Im Bereich $E_x \approx 23.5 - 25 \text{ MeV}$ werden schwächere Anhebungen gefunden, für die die Angaben jedoch bereits differieren. In elektroneninduzierter Spaltung sowie im Strahlungseinfang [San 84] wird bei $E_x = 22 \text{ MeV}$ eine Resonanz mit definitiver Spinzuzuordnung 2^+ gefunden, die Breite scheint jedoch geringer zu sein. Die höher liegenden Strukturen tauchen hier nicht auf. Das bemerkenswerte, scheinbar widersprüchliche Ergebnis betrifft die deduzierten Zerfallsstärken: Nicht-statistische Werte für die Partialbreiten Γ_C und Γ_γ der Resonanzen in Strahlungseinfang und Elektrosplattung einerseits [San 84], ein mit der Annahme rein statistischen Zerfalls verträgliches Verzweungsverhältnis für α -induzierte Spaltung andererseits [Pad 86]. Wegen der Bedeutung der in diesen Aussagen enthaltenen Implikationen sollten weitere Experimente zu ihrer Erhärtung durchgeführt werden; weiterhin muß die schwerioneninduzierte Spaltung quantitativ analysiert werden. (Die Untersuchung von $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}_{g.s.} ^{12}\text{C}_{g.s.} ^{12}\text{C}_{g.s.})$ bei $E_O = 290 \text{ MeV}$ durch S. Lawitzki [Law 86] ist mit dem Ergebnis von Pade [Pad 86] verträglich, allerdings sind statistische und systematische Unsicherheiten vergleichsweise groß.)

Vertraut man den berichteten Ergebnissen der genannten Arbeiten zu ^{24}Mg und $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, so liegt aufgrund der für charakteristisch erachteten Unterschiede der Zerfallsstärken die Mutmaßung nahe, daß es sich trotz einer gewissen energetischen Korrelation um $E_x = 22 \text{ MeV}$ bei den mit elektromagnetischen und hadronischen Proben erreichten dominanten Kernanregungen nicht um dieselben handeln könnte. Bei Anregung eines Kerns mit nachfolgendem Zerfall sowie einer Kernreaktion können je nach Eingangskanal und Art der Wechselwirkung unterschiedliche Doorway Zustände und aus ihnen hervorgehende, fragmentierte intermediäre Strukturen durchlaufen werden [Fes 76]. Bei hadronischer Wechselwirkung (hier speziell inelastischer Streuung von α -Teilchen) sind die bevorzugten primären Anregungen die Riesenresonanzen (speziell die GQR), die mikroskopisch als kohärente Überlagerung von 1 Teilchen-1 Loch Zuständen aufzufassen sind. Bei Beteiligung elektromagnetischer Wechselwirkung (hier speziell inelastische Streuung von Elektronen und Schwerionenstrahlungseinfang) sind die Riesenresonanzanregungen ebenfalls präsent, darüber hinaus dominieren jedoch "intermediäre" Resonanzzustände aufgrund ihrer großen Partialbreiten für spezielle Kanäle. (Die Vergleichbarkeit der Anregung von Kernzuständen durch elektromagnetische und hadronische Wechselwirkung wird seit langer Zeit diskutiert, vergleiche [Har 85] und dortige Referenzen.) Alle vorliegenden experimentellen Ergebnisse deuten somit an, daß Riesenresonanzen (im Fall von ^{24}Mg speziell die GQR) nicht als Doorway Zustände in Fusion und insbesondere im Strahlungseinfang bei Systemen leichter Schwerionen fungieren, wie es von Lemmer und Toepffer ([LemT 80], vergleiche [LemT 79]) vorgeschlagen wurde.

6.3 Strahlungseinfang schwerer Ionen in ug-Kerne

Bislang wurde der Schwerionenstrahlungseinfang in ug-Kerne nur für ^{23}Na und ^{21}Ne mit experimentellem Erfolg untersucht. In der ersten Arbeit zur Beobachtung hochenergetischer γ -Zerfälle überhaupt befaßten sich Feldman und Heikkinen im Jahre 1969 eingehender mit den Reaktionen $^7\text{Li}(^{16}\text{O}, \gamma_0 + 1)^{23}\text{Na}$ und $^{11}\text{B}(^{12}\text{C}, \gamma)^{23}\text{Na}$ [FelH 69]. In Messungen mit dem Bochumer "Big Nal" Spektrometer wurde die Reaktion $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, \gamma)^{23}\text{Na}$ mit wesentlich besserer Energieauflösung des γ -Detektors erneut aufgegriffen [Kri 87] und durch eine Untersuchung der $^9\text{Be}(^{12}\text{C}, \gamma)^{21}\text{Ne}$ Reaktion ergänzt [Put 87]. Die Ergebnisse



Figur 6.1: Anregungskurve der Reaktion $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, \gamma_{0+1})^{23}\text{Na}$ unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$, gewonnen mit dem Bochumer NaI(Tl) Spektrometer (links); Daten aus [Kri 87]. Anregungskurven der Reaktion $^9\text{Be}(^{12}\text{C}, \gamma)^{21}\text{Ne}$ für die Gruppen γ_{0+1} und γ_2 , aufgenommen unter $\Theta_\gamma = 90^\circ$ (rechts); Daten aus [Put 87]. Siehe auch [RicD 87]. Die durchgezogene Linie dient lediglich der Führung des Auges, Resonanzen außer derjenigen bei $E_x(^{23}\text{Na}) = 25.4 \text{ MeV}$ sollen damit nicht angedeutet werden.

dieser Diplomarbeiten sind in [PutK 88] veröffentlicht. Die Anregungskurven nur der höchstenergetischen γ -Zerfälle sind in Figur 6.1 dargestellt.

Auffälliges Charakteristikum in diesen zwei ug-Systemen im Vergleich zu allen bekannten gg-Systemen ist die drastische Reduktion der Beobachtbarkeit intermediärer Strukturen. Deutliche Ausnahme hiervon ist die singuläre Struktur in den γ_0 und γ_1 -Kanälen in $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ bei $E_x(^{23}\text{Na}) = 25.4 \text{ MeV}$ (vergleiche Figur 6.1 und [FelH 69]), die in der neueren Arbeit [Kri 87] zu einem großen Teil (etwa $2/3$) dem γ_1 -Kanal zugeordnet werden konnte. Für Korrela-

tionen mit höheren Gruppen oder weitere Strukturen in den Anregungskurven ist weder in [FeIH 69] noch in [Kri 87] ausreichende experimentelle Evidenz vorhanden. Eine umfangreiche Untersuchung der konkurrierenden p, d, t, α -Teilchenzerfallskanäle anhand vollständiger Winkelverteilungen und Anregungskurven für 17 Gruppen (diskrete und einige nicht aufgelöste Endzustände) zeigte keine beobachtbaren Anomalien bei der Einfangresonanz [Lei 88]. Nach [FeIH 69] ist eine signifikante Kopplung der in ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ gefundenen Resonanz an den Kanal ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ nicht gegeben. In Ergänzung dieser bisherigen Untersuchungen sollten daher der ${}^8\text{Be}$ -Kanal sowie die elastische und inelastische Streuung in ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ in diesem Energiebereich untersucht werden.

Im System ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ konnte bislang keine eindeutige Evidenz für intermediäre Strukturen im Teilchenzerfall erbracht werden (vergleiche [Cin 81], [HugL 82] und dortige Referenzen), obwohl nach einer – in der Zwischenzeit zu relativierenden – empirischen Argumentation der Yale-Gruppe [HanS 74] und (teilweise) auch der Erlanger Gruppe [VoID 74] gerade dieses System durch drei Ähnlichkeiten zu ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ dafür prädestiniert erschien: Sowohl die Niveaudichte des Compoundkerns als auch die Zahl seiner offenen Zerfallskanäle sind nicht groß, zudem ist einer der Reaktionspartner der α -Teilchen-Kern ${}^{12}\text{C}$. Daher war eine der Motivationen für die Untersuchung der Reaktion ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{C}, \gamma){}^{21}\text{Ne}$ gerade die Hoffnung, daß die bislang erwiesene Selektivität der Einfangreaktion das Auffinden möglicher Strukturen erleichtern könnte. Die Anregungskurve für ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{C}, \gamma_{0+1}){}^{21}\text{Ne}$ (Figur 6.1, [Put 87]) verläuft strukturlos, sie folgt im wesentlichen den Gegebenheiten zunehmender Barrierentransmission bei kleinen und wachsender Konkurrenz durch den Teilchenzerfall bei höheren Einschubenergien. Im γ_2 -Übergang findet sich um $E_{c.m.} = 5.3$ MeV eine Abweichung vom vorwiegend glatten Verlauf mit einer beobachteten Breite von etwa 0.6 MeV (Targetdicke 190 keV im Schwerpunktsystem); es gibt keine offensichtliche Korrelation zu anderen Kanälen. Es ist darauf hinzuweisen, daß die Unterscheidung von statistischen Fluktuationen und möglichen "echten" Strukturen für ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ durch die sehr große Kohärenzbreite von 470 keV extrem erschwert ist (für eine Analyse der starken Fluktuationen im Energiebereich $E_{c.m.} = 5.9 - 15.4$ MeV vergleiche [HugL 82]). Die vorliegenden Daten deuten darauf hin, daß hinsichtlich der Existenz von Einfangresonanzen der Einfluß von Kernstruktureffekten auch in diesem System bedeutend sein könnte, und zwar in negativem Sinne.

In den genannten Arbeiten (speziell [PutK 88]) wurde der statistische Zerfall von Dipolriesenresonanzen, aufgebaut auf allen Grund- und angeregten Zuständen, in den Grundzustand des Schwerionenkanals als Erklärung der gemessenen Anregungskurven für ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{C},\gamma){}^{21}\text{Ne}$ und ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li},\gamma){}^{23}\text{Na}$ vorgeschlagen. Für ${}^{21}\text{Ne}$ ist die Dipolriesenresonanz unbekannt, so daß eine Schätzung ihrer Lage und Breite erforderlich war. In der Reaktion ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{C},\gamma){}^{21}\text{Ne}$ ergab sich die größte Ähnlichkeit zwischen Daten und Hauser-Feshbach Rechnung für die Gruppe γ_{0+1} , weshalb die zu benutzende, reduzierte Summenregelausschöpfung (35 % der TRK-Summenregel) zunächst hier angepaßt wurde. Die zunehmenden Diskrepanzen für die höheren Gruppen, die bereits bei γ_2 deutlich werden, lassen jedoch die Annahme eines ausschließlich statistischen γ -Zerfalls fragwürdig erscheinen. Für ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li},\gamma_{0+1}){}^{23}\text{Na}$ ergab sich für den Untergrund unterhalb der isolierten Struktur bei Anpassung der Stärke der GDR (etwa 20 % der Summenregel) wiederum ein ähnlicher Verlauf von Daten und Rechnung.

Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells bergen bei solchen Systemen jedoch grundsätzliche Schwierigkeiten: Der Fusionsquerschnitt umfaßt nur einen geringen Teil des totalen Reaktionsquerschnitts, wenn einer der Kerne ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ oder ${}^9\text{Be}$ (mindestens) einer der Reaktionspartner ist (vergleiche [VazA 81], [Bec 85] und darin enthaltene Referenzen). Als Grund wird die nur geringe Bindung dieser Kerne angesehen. Den mit der Fusion konkurrierenden direkten Reaktionsprozessen wie Transfer- und Aufbruchreaktionen kommt damit größeres Gewicht zu. Experimentell ist die separate Bestimmung des Fusionsquerschnitts mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden, wenn direkte Reaktionen zu Ausgangskanälen mit den gleichen Restkernen wie der Fusionsprozeß führen. Es ist zu betonen, daß die "γ-Methode" zur Untersuchung der Fusion für Systeme wie ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ und ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ keine zuverlässigen Aussagen gestattet, ihre alleinige Anwendung führt dort zu Fehlinterpretationen.

Diese Problematik trifft in besonderer Weise für das System ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ (Compoundkern ${}^{21}\text{Ne}$) zu, bei dem direkte Reaktionen neben dem Aufbruch von ${}^9\text{Be}$ speziell in Form von Transfer des Valenzneutrons sowie simultanem und sequentiellem Transfer von Nukleonengruppen möglich sind ([HugL 82] und [JarK 83]); der Anteil dieser Prozesse steigt zum Teil mit abnehmender Einschußenergie. Für niedrige Einschußenergien im Bereich der Coulomb-

Barriere ist der Fusionsquerschnitt bisher nicht zuverlässig bestimmt worden. In [CheH 78] veröffentlichte Daten wurden mit kritikwürdiger Experiment- und Analysenmethodik gewonnen; bereits Koonin und Mitarbeiter [InuK 84] stuften diese Wirkungsquerschnitte als »abnormal groß« ein und mußten sie bei ihrer systematischen Analyse übergehen. Selbst diese Werte liegen deutlich unterhalb des totalen Reaktionsquerschnitts, der auf standardmäßige Weise mit einem optischen Potential berechnet wurde, das an die elastische Streuung angepaßt ist: Bei $E_{c.m.} = 6$ MeV um etwa den Faktor 1.5, bei 4 MeV bereits um den Faktor 2. Oberhalb $E_{c.m.} = 7$ MeV liegen einige verlässlichere Daten für die Fusion von ^9Be mit ^{12}C aus Spektroskopie der leichten Ejektile durch die Krakau-Zürich-Kollaboration vor [JarK 81]; bei $E_{c.m.} = 8$ MeV beträgt das Verhältnis zwischen experimentellem Reaktions- und Fusionsquerschnitt tatsächlich bereits 1.74. In der Analyse wurde der Fusionsquerschnitt durch scharfes Abschneiden der Partialwellenverteilung bei einem kritischen Wert ℓ_{cr} , kleiner als der Streifendrehimpuls, reproduziert. Dies legt eine Trennung von Fusion und direkten Prozessen im Drehimpulsraum nahe.

Für den Compoundkern ^{23}Na fand die Tennessee-Florida State-Gruppe durch direkten Nachweis der Restkerne für alle vier möglichen Schwerioneneingangskanäle, unter ihnen insbesondere $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$, bei Energien oberhalb der jeweiligen Coulomb-Barrieren eine deutliche Reduktion der Fusionsquerschnitte gegenüber den totalen Reaktionsquerschnitten, die sich wiederum mit dem Konzept eines kritischen Drehimpulses beschreiben ließ ([MatG 84], [MatG 88] und darin genannte Referenzen). In dem für den Strahlungseinfang in $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ relevanten Energiebereich um die Coulomb-Barriere herum konnte der Ausschluß der höheren Partialwellen vom Fusionsprozeß durch vollständige Winkelverteilungsmessungen der leichten Ejektile ebenfalls eindeutig gezeigt werden [Lei 88]. Diese Ergebnisse deuten an, daß der Fusionsquerschnitt hier um etwa einen Faktor 1.5–2 kleiner als der totale Reaktionsquerschnitt ist. Trotz einer Vielzahl von Untersuchungen ist der zur Limitierung des Fusionsquerschnitts führende Mechanismus quantitativ nicht vollständig geklärt (vergleiche die Diskussionen in [MatG 84] und [Lei 88]).

Bei den Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells [PutK 88] wurden die angeführten Tatsachen und ihre schwerwiegenden Konsequenzen nicht berücksichtigt. Die Autoren gingen von der Gleichsetzung der benötigten

Fusionsquerschnitte für ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ und ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ mit den sich aus standardmäßigen optischen Potentialen ergebenden totalen Reaktionsquerschnitten aus. Die tatsächliche Beschränkung der Fusion auf die niedrigen Partialwellen im Eingangskanal wirkt sich bereits auf den γ -Zerfall in Endzustände mit niedrigen Spins aus, weit stärker auf solche mit höheren. Unter diesem Aspekt ist die Ermittlung des statistisch zerfallenden Anteils $S^\downarrow$ der Dipolriesenresonanzen in ${}^{21}\text{Ne}$ und ${}^{23}\text{Na}$ durch die in [PutK 88] durchgeführten Rechnungen nicht gerechtfertigt; insbesondere erscheint die Anpassung eines Werts $S^\downarrow$ für jede einzelne der fünf dort ausgewerteten Gruppen von Endzuständen in ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{C}, \gamma){}^{21}\text{Ne}$ unhaltbar.

Damit bleibt in diesen Arbeiten, speziell für ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$, die vordringliche Frage nach dem Reaktionsmechanismus im Strahlungseinfang tatsächlich unbeantwortet. Es kann lediglich festgestellt werden, daß der unstrukturierte Anteil der Anregungskurven in qualitativer Weise Ähnlichkeit – Größenordnung (!) der Wirkungsquerschnitte, mittlerer Verlauf mit der Einschußenergie – mit der in einem statistischen Bild erwarteten Erscheinungsform hat. Unabhängig von jeglichem quantitativen Ergebnis erscheint der Strahlungseinfang schwerer Ionen in diskrete, niedrig liegende Endzustände als die wohl am wenigsten geeignete Weise, eine Spektroskopie von Riesenresonanzen und ihres statistischen Zerfalls durchzuführen. Zum einen beträgt das im statistischen Modell berechnete Verzweigungsverhältnis für Zerfall von Compoundkernzuständen (!) in den Grundzustand des Schwerionenkanals höchstens einige 10^{-3} im Fall von ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ und ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$; insbesondere ist aber die notwendige Voraussetzung einer rein statistischen Reaktion in diesen Fällen nicht geklärt. Gänzlich anders liegen die Verhältnisse bei der Spektroskopie von mittleren Eigenschaften der Riesenresonanzen auf der Vielzahl hoch angeregter Kernzustände, die in schwerioneninduzierten Fusionsreaktionen im Bereich mittlerer bis großer Kernmassen bevölkert werden; dabei ist die Voraussetzung eines bekannten Reaktionsmechanismus erfüllt (wie in [Sno 86] und den darin enthaltenen Referenzen beschrieben).

An dieser Stelle ist ein Zitat aus dem Buch von Satchler ([Sat 83], Kapitel 1) angebracht, das gleichermaßen Gültigkeit für Rechnungen nach dem statistischen Modell besitzt:

»At this point one may ask, 'Where does one stop'? The availability of computational facilities provides one limitation. We may also be limited by our lack of knowledge of the values of the numerous input parameters (...). There is always the danger of invoking a particular process in an *ad hoc* manner simply for the purpose of 'explaining' some experimental observation. By itself this has little value. However, it is standard procedure to enlarge and generalize our models. When this is done carefully and in a coordinated way, we gain new insight into the physics.«

6.4 Schlußbemerkung

Die experimentelle Situation für den Schwerionenstrahlungseinfang ist sicherlich noch nicht an jenem Punkt angekommen, an dem von Seiten des Experiments keine neuen Erkenntnisse mehr zu erwarten wären. Im Gegenteil, jede Untersuchung einer weiteren Reaktion scheint Überraschungen zu bergen. Dem Experimentator bleibt es somit überlassen, weiterhin zu einer Systematik beizutragen. Es ist jedoch dringend zu wünschen, daß sich Theoretiker eingehender mit diesem Reaktionstyp befassen, auch um eine Richtschnur für weitere Experimente an die Hand zu geben. Wir hoffen, in dieser Arbeit gezeigt zu haben, welch langen Weg ein Experimentator auf diesem Gebiet beim Aufbau einer geeigneten Experimentiereinrichtung hoher Empfindlichkeit sowie der Gewinnung und Analyse vertrauenswürdiger Daten zu gehen hat.

Kalt ist's im Skriptorium, der Daumen schmerzt mich. Ich gehe und hinterlasse
dies Schreiben, ich weiß nicht, für wen, ich weiß auch nicht mehr, worüber:
Slat rosa pristina nomine, nomina nuda tenemus.

Umberto Eco, Il nome della rosa (Der Name der Rose)

Anhang

Niveaudichteparameter für Hauser-Feshbach Rechnungen mit dem Programm CASCIP (bzw. CASCIPB); vergleiche Abschnitt 5.1. Diese Daten sind [Har 86] (Standard-Parametersatz) und [ChaD 82] entnommen. Es gilt $a = A/a'$. $\Delta_>$ und E_{IAS} beziehen sich auf den Back shift für die Dichte der $T_>$ Zustände, LDM bezeichnet die in der Region des Flüssigkeitstropfens benutzten Parameter. Die Niveaudichten für ^{23}Na und ^{20}Ne werden in dem in dieser Arbeit untersuchten Energiebereich noch nicht benötigt.

Kern	a' MeV	Δ MeV	$\Delta_>$ MeV	E_{IAS} MeV	a'_{LDM} MeV	Δ_{LDM} MeV	a' MeV	Δ MeV
	[Har 86]				[Püh 77]		[ChaD 82]	
^{26}Mg	8.70	0.93	-2.46	13.15	8.00	0.65		
^{25}Mg	8.75	-1.06	-1.06	7.70	↓	-0.80	8.00	-1.40
^{25}Na	8.75	-1.06	-1.06	10.67		-3.03	8.00	-1.20
^{24}Mg	9.40	2.07	-2.43	9.41		2.55	8.60	2.10
^{24}Na	8.70	-2.43	1.57	5.96		-3.62	8.00	-2.30
^{22}Ne	7.85	0.98	-2.39	14.01		-0.41	6.25	1.50
^{21}Ne	8.30	-0.97	-0.97	8.88		-1.65	7.00	-0.90
^{18}O	7.30	1.16	-2.24	16.50		-0.32	6.43	2.00
^{23}Na	9.05	-1.02	-1.02	7.91	↓	-1.17	8.00	-1.00
^{20}Ne	8.25	2.42	-2.33	10.26		1.88	7.50	2.00

Literaturverzeichnis

- [AbeK 80] Y. Abe, Y. Kondō und T. Matsuse,
Progr. Theor. Phys. Suppl. **68** (1980) 303
- [AbrS 65] M. Abramowitz und I.A. Stegun (ed.), Handbook of
Mathematical Functions, Dover Publications, New York 1965,
S. 297 und 299
- [AdeM 77] E.G. Adelberger, R.E. Marrs, K.A. Snover und J.E. Bussoletti,
Phys. Rev. **C15** (1977) 484
- [AhrB 75] J. Ahrens, H. Borchert, K.H. Czock, H.B. Eppler, H. Gimm,
H. Gundrum, M. Kröning, P. Riehn, G. Sita Ram, A. Zieger und
B. Ziegler, Nucl. Phys. **A251** (1975) 479
- [Ajz 84-87] F. Ajzenberg-Selove, Energy Levels of Light Nuclei,
A = 5 - 10: Nucl. Phys. **A413** (1984) 1
A = 11 - 12: Nucl. Phys. **A433** (1985) 1
A = 13 - 15: Nucl. Phys. **A449** (1986) 1
A = 16 - 17: Nucl. Phys. **A460** (1986) 1
A = 18 - 20: Nucl. Phys. **A475** (1987) 1
- [AllH 64] R.G. Allas, S.S. Hanna, L. Meyer-Schützmeister und R.E. Segel,
Nucl. Phys. **58** (1964) 122
- [AmsB 69] G. Amsel, R. Bosshard und C. Zajde,
Nucl. Instr. and Meth. **71** (1969) 1
- [AndZ 77] H.H. Andersen und J.F. Ziegler, Hydrogen Stopping Powers and
Ranges in All Elements, Pergamon Press, New York 1977
- [AntK 77] A. Anttila, J. Keinonen, M. Hautala und I. Forsblom,
Nucl. Instr. and Meth. **147** (1977) 501
- [Aue 78] E.H. Auerbach, Comp. Phys. Comm. **15** (1978) 165
- [Axe 62] P. Axel, Phys. Rev. **126** (1962) 671
- [Axe 68] P. Axel, in: Proc. Int. Symp. Nuclear Structure, Dubna,
July 4 - 11, 1968, IAEA Proceedings Series, Wien 1968, S. 299
- [BalB 87] D.P. Balamuth, K.D. Brown, T. Chapuran und C.M. Laymon,
Phys. Rev. **C36** (1987) 2235
- [BarE 73] G.A. Bartholomew, E.D. Earle, A.J. Ferguson, J.W. Knowles und
M.A. Lone, in: Advances in Nuclear Physics, Vol. 7, ed.
M. Baranger und E. Vogt, Plenum Press, New York 1973, S. 229

- [BarT 85] C.A. Barnes, S. Trentalange und S.-C. Wu, in: *Treatise on Heavy-Ion Science*, Vol. 6, ed. D.A. Bromley, Plenum Press, New York 1985, S. 3
- [BasA 85] Z. Basrak und F. Auger, *Nucl. Phys.* **A441** (1985) 150
- [BasT 85] Z. Basrak, W. Tiereth, N. Bischof, H. Fröhlich, B. Nees, E. Nieschler und H. Voit, *Phys. Rev.* **C32** (1985) 910
- [BasT 88] Z. Basrak, W. Tiereth und H. Voit, *Phys. Rev.* **C37** (1988) 1511
- [Bec 85] M. Beckerman, *Phys. Rep.* **129** (1985) 145
- [BeckK 82] H.W. Becker, W.E. Kieser, C. Rolfs, H.P. Trautvetter und M. Wiescher, *Z. Phys.* **A305** (1982) 319
- [Ber 76] R. Bergère, in: *Photonuclear Reactions I*, ed. S. Costa und C. Schaerf, *Proc. Int. School Electro- and Photonuclear Reactions*, Erice 1976, *Lecture Notes in Physics*, Vol. 61, Springer-Verlag, Berlin 1977, S. 1
- [Ber 76a] F.E. Bertrand, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **26** (1976) 457
- [BerF 75] B.L. Berman und S.C. Fultz, *Rev. Mod. Phys.* **47** (1975) 713; und B.L. Berman, *At. Data Nucl. Data Tables* **15** (1975) 319
- [BerS 72] M.J. Berger und S.M. Seltzer, *Nucl. Instr. and Meth.* **104** (1972) 317
- [Bev 69] P.R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, New York 1969
- [Bir 64] J.B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, Oxford 1964
- [BirH 83] J.R. Birkelund und J.R. Huizenga, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33** (1983) 265
- [BlaM 68] S.L. Blatt, J. Mahieux und D. Kohler, *Nucl. Instr. and Meth.* **60** (1968) 221
- [BloR 77] J. Blocki, J. Randrup, W.J. Świątecki und C.F. Tsang, *Ann. Physics* **105** (1977) 427
- [BohF 72] H.G. Bohlen, M. Feil, A. Gamp, B. Kohlmeyer, N. Marquardt und W. von Oertzen, *Phys. Lett.* **41B** (1972) 425
- [Bor 79] K. van der Borg, Dissertation, Rijksuniversiteit, Groningen 1979 (unveröffentlicht)
- [BorH 81] K. van der Borg, M.N. Harakeh und A. van der Woude, *Nucl. Phys.* **A365** (1981) 243

- [Bri 55] D.M. Brink, D. Phil. Thesis, Oxford University, 1955
(unveröffentlicht); wiedergegeben in verschiedenen Quellen
([Kin 57], [Axe 62], [Axe 68], [Sno 86])
- [Bro 64] G.E. Brown, Nucl. Phys. **57** (1964) 339
- [BroK 60] D.A. Bromley, J.A. Kuehner und E. Almqvist,
Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 365; E. Almqvist, D.A. Bromley und
J.A. Kuehner, *ibid.* S. 515; D.A. Bromley, J.A. Kuehner und
E. Almqvist, Phys. Rev. **123** (1961) 878
- [Car 81] L.S. Cardman, Nucl. Phys. **A354** (1981) 173c
- [CarB 71] R.W. Carr und J.E.E. Baglin, Nucl. Data Tables **A10** (1971) 143
- [CarE 79] R.L. Carrington et al., Nucl. Instr. and Meth. **163** (1979) 203
- [CarW 88] M. Carchidi und B.H. Wildenthal, Phys. Rev. **C37** (1988) 1681
- [Cha 80] C.C. Chang, in: Topics in Nuclear Physics II – A Comprehensive
Review of Recent Developments, ed. T.T.S. Kuo und
S.S.M. Wong, Lecture Notes Int. Winter School in Nuclear
Physics, Beijing, Dec. 22, 1980 – Jan. 9, 1981, Lecture Notes in
Physics, Vol. 145, Springer-Verlag, Berlin 1981, S. 889
- [ChaD 82] J.L. Charvet, R. Dayras, J.M. Fieni, S. Joly und J.L. Uzureau,
Nucl. Phys. **A376** (1982) 292
- [ChaP 78] Y. Chan et al., IEEE Nucl. Sci. **NS-25** No. 1 (1978) 333
- [CheH 78] H.C. Cheung, M.D. High und B. Čujec,
Nucl. Phys. **A296** (1978) 333
- [Cin 81] N. Cindro, Riv. Nuovo Cimento **4** No. 6 (1981) 1
- [CleL 65] C.F. Clement, A.M. Lane und J.R. Rook,
Nucl. Phys. **66** (1965) 273 und 293
- [ColM 82] M.T. Collins, S. Manglos, N.R. Roberson, A.M. Sandorfi und
H.R. Weller, Phys. Rev. **C26** (1982) 332; und A.M. Sandorfi
(Brookhaven), private Mitteilung (1983)
- [ColS 82] M.T. Collins, A.M. Sandorfi, D.H. Hoffmann und M.K. Salomaa,
Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1553
- [Cor 82] T.M. Cormier, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **32** (1982) 271
- [CosL 81] E.R. Cosman, R.J. Ledoux, M.J. Bechara, C.E. Ordoñez und
H.A. Al-Juwair, in: Resonances in Heavy Ion Reactions, ed.
K.A. Eberhard, Proc. Symp. Bad Honnef, October 12 – 15, 1981,
Lecture Notes in Physics, Vol. 156, Springer-Verlag, Berlin 1982,
S. 112

- [Čuj 84] B. Čujec, in: Fusion Reactions below the Coulomb Barrier, ed. S.G. Steadman, Proc. Int. Conf., MIT, June 13 - 15, 1984, Lecture Notes in Physics, Vol. 219, Springer-Verlag, Berlin 1985, S. 108
- [Dec 87] B. Dechant, Diplomarbeit, Ruhr-Universität, Bochum 1987 (unveröffentlicht)
- [DecK 88] B. Dechant und E. Kuhlmann, Z. Phys. **A330** (1988) 93
- [DenT 79] L.C. Dennis, S.T. Thornton und K.R. Cordell, Phys. Rev. **C19** (1979) 777
- [DieA 70] E.M. Diener, J.F. Amann, S.L. Blatt und P. Paul, Nucl. Instr. and Meth. **83** (1970) 115
- [DieB 74] F.S. Dietrich, J.C. Browne, W.J. O'Connell und M.J. Kay, Phys. Rev. **C10** (1974) 795
- [DilS 73] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach und M. Uhl, Nucl. Phys. **A217** (1973) 269
- [Dow 83] D.H. Dowell (Brookhaven), private Mitteilung (1983)
- [DowF 83] D.H. Dowell, G. Feldman, K.A. Snover, A.M. Sandorfi und M.T. Collins, Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1191
- [DowZ 87] D.H. Dowell, W.P. Ziegler, A.M. Sandorfi, B. Ziegler und B. Schoch, Nucl. Instr. and Meth. **A254** (1987) 570
- [DücT 75] P. Dück, W. Treu, W. Galster, E. Haindl, F. Siller und H. Voit, Nucl. Phys. **A251** (1975) 344
- [Ebe 81] K.A. Eberhard, Vorwort in: Resonances in Heavy Ion Reactions, ed. K.A. Eberhard, Proc. Symp. Bad Honnef, October 12 - 15, 1981, Lecture Notes in Physics, Vol. 156, Springer-Verlag, Berlin 1982
- [EbeB 69] K.A. Eberhard, P. von Brentano, M. Böhning und R.O. Stephen, Nucl. Phys. **A125** (1969) 673
- [EbeR 71] K.A. Eberhard und A. Richter, in: Statistical Properties of Nuclei, ed. J.B. Garg, Proc. Int. Conf. Albany, August 23 - 27, 1971, Plenum Press, New York 1972, S. 139
- [EndL 78] P.M. Endt und C. Van der Leun, Energy Levels of Nuclei $A = 21 - 44$, Nucl. Phys. **A310** (1978) 1
- [ErbB 85] K.A. Erb und D.A. Bromley, in: Treatise on Heavy-Ion Science, Vol. 3, ed. D.A. Bromley, Plenum Press, New York 1985, S. 201
- [Eral 86] R.A. Eramzhyan, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov und V.G. Neudatchin, Phys. Rep. **136** (1986) 229

- [Eri 63] T. Ericson, *Ann. Physics (N.Y.)* **23** (1963) 390
- [Eule] R.P. Eule, Dissertation, Ruhr-Universität, Bochum (in Vorbereitung); und R.P. Eule, L. Ricken und H. Freiesleben (unveröffentlicht)
- [FeiO 73] M. Feil, W. von Oertzen, H.G. Bohlen, A. Gamp, R.L. Walter und B. Kohlmeier, *Z. Phys.* **260** (1973) 271
- [Fel 87] G. Feldman, Ph. D. Thesis, University of Washington, Seattle 1987 (unveröffentlicht)
- [FelH 69] W. Feldman und D.W. Heikkinen, *Nucl. Phys.* **A133** (1969) 177
- [Fes 60] H. Feshbach, in: *Nuclear Spectroscopy, Part B*, ed. F. Ajzenberg-Selove, Academic Press, New York 1960, S. 629
- [Fes 73] H. Feshbach, in: *Proc. Int. Conf. Nuclear Physics, Vol. 2*, ed. J. de Boer und H.J. Mang, München, August 27 - September 1, 1973, North-Holland, Amsterdam 1973, S. 632
- [Fes 76] H. Feshbach, *J. de Physique* **37** (1976) C5-177
- [FesK 67] H. Feshbach, A.K. Kerman und R.H. Lemmer, *Ann. Physics (N.Y.)* **41** (1967) 230
- [FisP 76] G.A. Fisher, P. Paul, F. Riess und S.S. Hanna, *Phys. Rev.* **C14** (1976) 28
- [ForB 77] R.L. Ford et al., *IEEE Nucl. Sci.* **NS-24** No. 1 (1977) 264
- [ForN 78] R.L. Ford und W.R. Nelson, *The EGS Code System (Version 3)*, SLAC Report No. 210 (1978)
- [Fre 81] R.M. Freeman, in: *Resonances in Heavy Ion Reactions*, ed. K.A. Eberhard, Proc. Symp. Bad Honnef, October 12 - 15, 1981, Lecture Notes in Physics, Vol. 156, Springer-Verlag, Berlin 1982, S. 268
- [FreH 80] R.M. Freeman, F. Haas und G. Korschinek, *Phys. Lett.* **90B** (1980) 229
- [Ful 85] E.G. Fuller, *Phys. Rep.* **127** (1985) 185
- [FulA 71] S.C. Fultz, R.A. Alvarez, B.L. Berman, M.A. Kelly, D.R. Lasher, T.W. Phillips und J. McElhinney, *Phys. Rev.* **C4** (1971) 149
- [FulB 86] B.R. Fulton, S.J. Bennett, C.A. Ogilvie, J.S. Lilley, D.W. Banes, W.D.M. Rae, S.C. Allcock, R.R. Betts und A.E. Smith, *Phys. Lett.* **181B** (1986) 233
- [Gal 85] J.L. Gallant (Chalk River), private Mitteilung (1985)

- [GalD 77] W. Galster, P. Dück, H. Fröhlich, W. Treu und H. Voit, Nucl. Phys. **A277** (1977) 126
- [GiaO 70] M. Giannini, P.R. Oliva und M.C. Ramorino, Nucl. Instr. and Meth. **81** (1970) 104; und C.N.E.N. Report RT/FI (69) 15
- [GilB 85] G.P. Gilfoyle, L.C. Bland, R. Gilman, M. Carchidi, K.S. Dhuga, J.W. Sweet, A.H. Wuosmaa, G.S.F. Stephans, R.W. Zurmühle und H.T. Fortune, Phys. Rev. **C32** (1985) 861
- [GilF 85] G.P. Gilfoyle und H.T. Fortune, Phys. Rev. **C32** (1985) 865
- [GilR 86] G.P. Gilfoyle, J. Richards und H.T. Fortune, Phys. Rev. **C34** (1986) 152
- [GlaN 86] F. Glatz, S. Norbert, E. Bitterwolf, A. Burkard, F. Heidinger, Th. Kern, R. Lehmann, H. Röpke, J. Siefert, C. Schneider und B.H. Wildenthal, Z. Phys. **A324** (1986) 187
- [Gob 71] A. Gobbi, in: Proc. Symp. Heavy Ion Scattering, ed. R.H. Siemssen, G.C. Morrison und J.P. Schiffer, Argonne, March 1971, ANL-Report ANL-7837, S. 63; wiedergegeben in: R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, Springer-Verlag, Berlin 1980, S. 35
- [Gos 83] C.A. Gossett, Ph. D. Thesis, University of Wisconsin, Madison 1983 (unveröffentlicht)
- [GriA 72] S.M. Grimes, J.D. Anderson, A.K. Kerman und C. Wong, Phys. Rev. **C5** (1972) 85
- [GroW 75] B. Grosswendt und E. Waibel, Nucl. Instr. and Meth. **131** (1975) 143
- [GroW 76] B. Grosswendt und E. Waibel, Nucl. Instr. and Meth. **133** (1976) 25
- [GulC 83] R.L. Gulbranson, L.S. Cardman, A. Doron, A. Erell, K.R. Lindgren und A.I. Yavin, Phys. Rev. **C27** (1983) 470
- [HaiČ 84] Q. Haider und B. Čujec, Nucl. Phys. **A429** (1984) 116
- [Han 79] S.S. Hanna, in: Giant Multipole Resonances, ed. F. Bertrand, Proc. Topical Conf., Oak Ridge, October 15 - 17, 1979, Harwood Academic Publishers, Chur 1980, S. 1
- [HanS 74] D.L. Hanson, R.G. Stokstad, K.A. Erb, C. Olmer, M.W. Sachs und D.A. Bromley, Phys. Rev. **C9** (1974) 1760

- [Har 85] M.N. Harakeh, in: Nuclear Physics -- Recent Trends and Developments, ed. Z. Wilhelmi, G. Skeflińska und M. Kicińska-Habior, Proc. XVIIth Summer School, Mikołajki, September 2 - 14, 1985, Harwood Academic Publishers, Chur 1987, S. 463
- [Har 86] M.N. Harakeh, Programme CASCIP und TL, KVI Groningen 1986; und private Mitteilung. CASCIP ist eine weitgehend modifizierte Version von CASCADE [Püh 77].
- [HarD 86] M.N. Harakeh, D.H. Dowell, G. Feldman, E.F. Garman, R. Loveman, J.L. Osborne und K.A. Snover, Phys. Lett. **176B** (1986) 297
- [HarP 75] M.N. Harakeh, P. Paul, H.M. Kuan und E.K. Warburton, Phys. Rev. **C12** (1975) 1410
- [HarR 86] H.L. Harney, A. Richter und H.A. Weidenmüller, Rev. Mod. Phys. **58** (1986) 607
- [HarW 77] H.L. Harney, H.A. Weidenmüller und A. Richter, Phys. Rev. **C16** (1977) 1774
- [HasL 74] M.D. Hasinoff, S.T. Lim, D.F. Measday und T.J. Mulligan, Nucl. Instr. and Meth. **117** (1974) 375
- [HauF 52] W. Hauser und H. Feshbach, Phys. Rev. **87** (1952) 366
- [Hay 70] E. Hayward, Photonuclear Reactions, NBS Monograph 118, Washington 1970
- [Hay 79] E. Hayward, in: Giant Multipole Resonances, ed. F. Bertrand, Proc. Topical Conf., Oak Ridge, October 15 - 17, 1979, Harwood Academic Publishers, Chur 1980, S. 275
- [HelL 80] R.G. Helmer und M.A. Lee, Nucl. Instr. and Meth. **178** (1980) 499
- [HeuB 81] B. Heusch, C. Beck, J.P. Coffin, R.M. Freeman, A. Gallmann, F. Haas, F. Rami, P. Wagner und D.E. Alburger, Phys. Rev. **C23** (1981) 1527
- [Hod 87] P.E. Hodgson, Rep. Prog. Phys. **50** (1987) 1171
- [HugF 72] E.B. Hughes et al., IEEE Nucl. Sci. **NS-19** No. 3 (1972) 126
- [HugL 82] M. Hugi, J. Lang, R. Müller, J. Sromicki, E. Ungricht, K. Bodek, L. Jarczyk, B. Kamys, A. Strzałkowski und H. Witała, Phys. Rev. **C25** (1982) 2403
- [HuiI 62] J.R. Huizenga und G. Igo, Nucl. Phys. **29** (1962) 462
- [InuK 84] M. Inui und S.E. Koonin, Phys. Rev. **C30** (1984) 175

- [JarK 81] L. Jarczyk, B. Kamys, A. Magiera, J. Sromicki, A. Strzałkowski, G. Willim, Z. Wróbel, D. Balzer, K. Bodek, M. Hugi, J. Lang, R. Müller und E. Ungricht, *Nucl. Phys.* **A369** (1981) 191
- [JarK 83] L. Jarczyk, B. Kamys, Z. Rudy, A. Strzałkowski, H. Witala, M. Hugi, J. Lang, R. Müller, J. Sromicki und H. Wolter, *Phys. Rev.* **C28** (1983) 700
- [JarK 85] L. Jarczyk, B. Kamys, A. Strzałkowski, A. Szczurek, M. Godlewski, J. Lang, R. Müller und J. Sromicki, *Phys. Rev.* **C31** (1985) 12
- [KeiA 76] J. Keinonen und A. Anttila, *Commentationes Physico-Mathematicae* **46** (1976) 61
- [KerB 87] E. Kerkhove, P. Berkvens, R. Van de Vyver, H. Ferdinande, P. Van Otten, D. Ryckbosch und E. Van Camp, *Nucl. Phys.* **A474** (1987) 397
- [KicS 87] M. Kicińska-Habior, K.A. Snover, C.A. Gossett, J.A. Behr, G. Feldman, H.K. Glatzel, J.H. Gundlach und E.F. Garman, *Phys. Rev.* **C36** (1987) 612
- [KihK 86] Th. Kihm, K.T. Knöpfle, H. Riedesel, P. Voruganti, H.J. Emrich, G. Fricke, R. Neuhausen und R.K.M. Schneider, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 2789
- [Kin 57] B.B. Kinsey, in: *Handbuch der Physik*, Vol. XL, ed. S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin 1957, S. 202
- [KisS 82] T. Kishimoto, T. Shibata, M. Sasao, M. Noumachi und H. Ejiri, *Nucl. Instr. and Meth.* **198** (1982) 269
- [Knö 85] K.T. Knöpfle, in: *Nuclear Structure at High Spin, Excitation and Momentum Transfer*, ed. H. Nann, *Proc. Workshop Bloomington*, October 21 - 23, 1985, *AIP Conference Proceedings No. 142*, New York 1986, S. 68
- [KnöR 81] K.T. Knöpfle, H. Riedesel, K. Schindler, G.J. Wagner, C. Mayer-Böricke, W. Oelert, M. Rogge und P. Turek, *Phys. Rev. Lett.* **46** (1981) 1372
- [KocF 84] G. Koch, R.D. Fischer, W. Kühn, V. Metag, R. Mühllhans, R. Novotny, H. Ströher, A. Lazzarini, R. Repnow und R.S. Simon, *Verhandl. DPG (VI)* **19** (1984) 972
- [KonM 78] Y. Kondō, T. Matsuse und Y. Abe, *Progr. Theor. Phys.* **59** (1978) 465

- [KonT 85] D. Konnerth, W. Trombik, K.G. Bernhardt, K.A. Eberhard, R. Singh, A. Strzalkowski und W. Trautmann, Nucl. Phys. **A436** (1985) 538; und D. Konnerth (München), private Mitteilung (1984)
- [Kri 87] T.M. Krischak, Diplomarbeit, Ruhr-Universität, Bochum 1987 (unveröffentlicht)
- [KroS 81] P.A. Kroon und F. Sporrel, Programm PAX, KVI Groningen Ann. Rep. 1981, S. 87
- [KuaU 71] H.M. Kuan, C.J. Umbarger und D.G. Shirk, Nucl. Phys. **A160** (1971) 211 und **A196** (1972) 634 (Errata)
- [Kuh 79] E. Kuhlmann, Phys. Rev. **C20** (1979) 415
- [KuhB 79] E. Kuhlmann, F. Borchers, H. de Jong und J. Krug, Nucl. Phys. **A318** (1979) 125
- [KuhV 75] E. Kuhlmann, E. Ventura, J.R. Calarco, D.G. Mavis und S.S. Hanna, Phys. Rev. **C11** (1975) 1525
- [Lan 78] A.M. Lane, Phys. Rev. **C18** (1978) 1525
- [Lan 83] K. Langanke, Phys. Rev. **C28** (1983) 1574
- [LanM 71] J. Lang und R. Müller, Comp. Phys. Comm. **2** (1971) 79 und **5** (1973) 308 (Erratum)
- [Law 86] S. Lawitzki, Dissertation, Ruhr-Universität, Bochum 1986 (unveröffentlicht)
- [LawP 86] S. Lawitzki, D. Pade, B. Gonsior, C.D. Uhlhorn, S. Brandenburg, M.N. Harakeh und H.W. Wilschut, Phys. Lett. **174B** (1986) 246
- [LedO 84] R.J. Ledoux, C.E. Ordoñez, M.J. Bechara, H.A. Al-Juwair, G. Lavelle und E.R. Cosman, Phys. Rev. **C30** (1984) 866
- [Lei 88] Y. Leifels, Diplomarbeit, Ruhr-Universität, Bochum 1988 (unveröffentlicht)
- [LemT 79] R.H. Lemmer und C. Toepffer, Nucl. Phys. **A319** (1979) 89
- [LemT 80] R.H. Lemmer und C. Toepffer, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 26
- [LohH 74] J.M. Lohr und W. Haeberli, Nucl. Phys. **A232** (1974) 381
- [LonL 81] M.A. Lone, R.A. Leavitt und D.A. Harrison, At. Data Nucl. Data Tables **26** (1981) 511
- [Lyn 68] J.E. Lynn, The Theory of Neutron Resonance Reactions, Clarendon Press, Oxford 1968, S. 321

- [MacK 85] J.D. MacArthur, S.-P. Kwan, H.-B. Mak, W. McLatchie, S.A. Page, S.-S. Wang und T.K. Alexander, *Phys. Rev.* **C32** (1985) 314
- [MahW 79] C. Mahaux und H.A. Weidenmüller, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **29** (1979) 1
- [MahS 69] J.V. Maher, M.W. Sachs, R.H. Siemssen, A. Weidinger und D.A. Bromley, *Phys. Rev.* **188** (1969) 1665
- [Man 87] W. Mannhart, in: *Handbook of Nuclear Activation Data*, IAEA Technical Reports Series No. 273, Wien 1987, S. 163
- [ManR 81] S. Manglos, N.R. Roberson, H.R. Weller und D.R. Tilley, *Phys. Rev.* **C24** (1981) 2378
- [MarA 77] R.E. Marrs, E.G. Adelberger und K.A. Snover, *Phys. Rev.* **C16** (1977) 61
- [MatG 84] J.F. Mateja, J. Garman, D.E. Fields, R.L. Kozub, A.D. Frawley und L.C. Dennis, *Phys. Rev.* **C30** (1984) 134
- [MatG 88] J.F. Mateja, G.L. Gentry, N.R. Fletcher, L.C. Dennis und A.D. Frawley, *Phys. Rev.* **C37** (1988) 1004
- [McFS 66] L. McFadden und G.R. Satchler, *Nucl. Phys.* **84** (1966) 177
- [McGA 81] R.L. McGrath, D. Abriola, J. Karp, T. Renner und S.Y. Zhu, *Phys. Rev.* **C24** (1981) 2374
- [MetK 83] V. Metag, W. Kühn, R. Novotny, H.J. Hennrich, A. Lazzarini, D. Habs, D. Schwalm und H. Gemmeke, in: *Nuclear Physics with Heavy Ions — Prospects at Energies below 20 MeV/amu*, ed. P. Braun-Munzinger, *Proc. Int. Conf. Stony Brook*, April 14 - 16, 1983, Harwood Academic Publishers, Chur 1984, S. 391
- [MetL 82] V. Metag, A. Lazzarini, K. Lesko und R. Vandenbosch, *Phys. Rev.* **C25** (1982) 1486
- [MilA 88] J.P. Miller, E.J. Austin, E.C. Booth, K.P. Gall, E.K. McIntyre und D.A. Whitehouse, *Nucl. Instr. and Meth.* **A270** (1988) 431
- [Mos 84] U. Mosel, in: *Treatise on Heavy-Ion Science*, Vol. 2, ed. D.A. Bromley, Plenum Press, New York 1984, S. 3
- [MülM 67] R. Müller und D. Maeder, in: *Scintillation Spectroscopy of Gamma Radiation*, Vol. 1, ed. S.M. Shafroth, Gordon and Breach Science Publishers, London 1967, S. 267
- [NatS 81] A.M. Nathan, A.M. Sandorfi und T.J. Bowles, *Phys. Rev.* **C24** (1981) 932

- [Nef 87] K.W. Neff, Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz 1987 (unveröffentlicht); und G. Fricke (Mainz), private Mitteilung (1987)
- [NelH 85] W.R. Nelson, H. Hirayama und D.W.O. Rogers, SLAC Report No. 265 (1985)
- [Nil 84] L. Nilsson (Uppsala), private Mitteilung (1984)
- [OCo 73] J.S. O'Connell, in: Proc. Int. Conf. Photonuclear Reactions and Applications, ed. B.L. Berman, Asilomar, March 26 - 30, 1973, S. 71
- [Pad 86] D. Pade, Dissertation, Ruhr-Universität, Bochum 1986 (unveröffentlicht)
- [PaiS 79] B.M. Paine und D.G. Sargood, Nucl. Phys. **A331** (1979) 389
- [Pau 74] P. Paul, in: Nuclear Spectroscopy and Reactions, Part A, ed. J. Cerny, Academic Press, New York 1974, S. 345
- [PauF 86] H.-J. Paul und H. Freiesleben, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 305
- [PDG 86] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. **170B** (1986) 1
- [Per 63] F.G. Perey, Phys. Rev. **131** (1963) 745
- [PreN 69] J.R. Prescott und G.H. Narayan, Nucl. Instr. and Meth. **75** (1969) 51
- [Put 87] H. Putsch, Diplomarbeit, Ruhr-Universität, Bochum 1987 (unveröffentlicht)
- [PutK 88] H. Putsch, T.M. Krischak und E. Kuhlmann, Nucl. Phys. **A480** (1988) 397
- [Püh 77] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. **A280** (1977) 267
- [RapK 79] J. Rapaport, V. Kulkarni und R.W. Finlay, Nucl. Phys. **A330** (1979) 15 (Parameter Set B)
- [Ric 74] A. Richter, in: Nuclear Spectroscopy and Reactions, Part B, ed. J. Cerny, Academic Press, New York 1974, S. 343
- [RicD 87] L. Ricken, B. Dechant, T. Krischak, Y. Leifels, H. Putsch und E. Kuhlmann, in: Capture Gamma-Ray Spectroscopy 1987, ed. K. Abrahams und P. Van Assche, Proc. Sixth Int. Symp., Leuven, August 31 - September 4, 1987, Institute of Physics Conference Series No. 88, Bristol 1988, S. 718
- [RicS 83] L. Ricken, A.M. Sandorfi und P. Paul (unveröffentlicht)

- [RicS 84] L. Ricken, A.M. Sandorfi, D.H. Dowell und P. Paul, in: *Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics — 1984*, ed. S. Raman, Proc. Fifth Int. Symp., Knoxville, September 10 - 14, 1984, AIP Conference Proceedings No. 125, New York 1985, S. 705
- [Rog 82] D.W.O. Rogers, Nucl. Instr. and Meth. **199** (1982) 531
- [Roz 88] P. Rozmej (Lublin und Darmstadt), private Mitteilung (1988)
- [San 84] A.M. Sandorfi, in: *Treatise on Heavy-Ion Science*, Vol. 2, ed. D.A. Bromley, Plenum Press, New York 1984, S. 53; und A.M. Sandorfi, in: *Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics — 1984*, ed. S. Raman, Proc. Fifth Int. Symp., Knoxville, September 10 - 14, 1984, AIP Conference Proceedings No. 125, New York 1985, S. 647
- [SanC 80] A.M. Sandorfi, J.R. Calarco, R.E. Rand und H.A. Schwettman, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1615
- [SanC 81] A.M. Sandorfi und M.T. Collins, in: *Resonances in Heavy Ion Reactions*, ed. K.A. Eberhard, Proc. Symp. Bad Honnef, October 12 - 15, 1981, Lecture Notes in Physics, Vol. 156, Springer-Verlag, Berlin 1982, S. 264; M.T. Collins und A.M. Sandorfi, BNL-Report 29642 (unveröffentlicht), enthalten in [San 84]
- [SanC 84] A.M. Sandorfi und M.T. Collins, Nucl. Instr. and Meth. **222** (1984) 479
- [Sar 82] D.G. Sargood, Phys. Rep. **93** (1982) 61
- [Sat 65] G.R. Satchler, Nucl. Phys. **70** (1965) 177
- [Sat 83] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Clarendon Press, Oxford, Oxford University Press, New York, 1983, S. 25
- [SchS 82] H. Schultheis und R. Schultheis, Phys. Rev. **C25** (1982) 2126
- [SchS 83] H. Schultheis und R. Schultheis, Phys. Rev. **C27** (1983) 1367
- [SeyW 79] R.G. Seyler und H.R. Weller, Phys. Rev. **C20** (1979) 453
- [ShaS 74] D. Shapira, R.G. Stokstad und D.A. Bromley, Phys. Rev. **C10** (1974) 1063
- [ShiT 75] N. Shikazono und T. Terasawa, Nucl. Phys. **A250** (1975) 260
- [SieC 69] H.E. Siefken, P.M. Cockburn und R.W. Krone, Nucl. Phys. **A128** (1969) 162

- [SinS 65] P.P. Singh, R.E. Segel, L. Meyer-Schützmeister, S.S. Hanna und R.G. Allas, *Nucl. Phys.* **65** (1965) 577
- [Sno 86] K.A. Snover, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 545
- [Spe 81] R.H. Spear, *Phys. Rep.* **73** (1981) 369
- [SpeW 81] J. Speth und A. van der Woude, *Rep. Prog. Phys.* **44** (1981) 719
- [SpiW 74] H. Spinka und H. Winkler, *Nucl. Phys.* **A233** (1974) 456
- [Sto 85] R.G. Stokstad, in: *Treatise on Heavy-Ion Science*, Vol. 3, ed. D.A. Bromley, Plenum Press, New York 1985, S. 83
- [StoS 76] R.G. Stokstad, Z.E. Switkowski, R.A. Dayras und R.M. Wieland, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 888
- [Suf 73] M. Suffert, *Proc. Int. Conf. Photonuclear Reactions and Applications*, ed. B.L. Berman, Asilomar, March 26 – 30, 1973, S. 741
- [SufD 71] M. Suffert, A. Degré, R. Fischer und P. Jean, *J. de Physique* **32** (1971) C5b-261
- [SufF 68] M. Suffert, W. Feldman, J. Mahieux und S.S. Hanna, *Nucl. Instr. and Meth.* **63** (1968) 1
- [SwiW 74] Z.E. Switkowski, R.M. Wieland und A. Winther, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 840
- [Szc 88] A. Szczurek, Dissertation, Jagellonische Universität, Krakau 1988 (unveröffentlicht)
- [Tar 78] P. Taras, in: *Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions*, ed. W.T.H. Van Oers, J.P. Svenne, J.S.C. McKee und W.R. Falk, Winnipeg, June 19 – 23, 1978, AIP Conference Proceedings No. 47, New York 1978, S. 234
- [Toj 85] T. Tojo, *Nucl. Instr. and Meth.* **A241** (1985) 177
- [TreW 88] S. Trentalange, S.-C. Wu, J.L. Osborne und C.A. Barnes, *Nucl. Phys.* **A483** (1988) 406
- [VazA 81] L.C. Vaz, J.M. Alexander und G.R. Satchler, *Phys. Rep.* **69** (1981) 373
- [Vog 68] E. Vogt, in: *Advances in Nuclear Physics*, Vol. 1, ed. M. Baranger und E. Vogt, Plenum Press, New York 1968, S. 261
- [VoiD 74] H. Voit, P. Dück, W. Galster, E. Haindl, G. Hartmann, H.-D. Helb, F. Siller und G. Ischenko, *Phys. Rev.* **C10** (1974) 1331
- [WalH 87] C.E. Waltham et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A256** (1987) 91

- [WelR 81] H.R. Weller und N.R. Roberson,
IEEE Nucl. Sci. **NS-28** No. 2 (1981) 1268
- [Wil 84] B.H. Wildenthal, in: Progress in Particle and Nuclear Physics,
Vol. 11, ed. D.H. Wilkinson, Pergamon Press, Oxford 1984, S. 5;
und B.H. Wildenthal, in: Capture Gamma-Ray Spectroscopy and
Related Topics — 1984, ed. S. Raman, Proc. Fifth Int. Symp.,
Knoxville, September 10 - 14, 1984, AIP Conference Proceedings
No. 125, New York 1985, S. 89
- [WilH 64] D. Wilmore und P.E. Hodgson, Nucl. Phys. **55** (1964) 673
- [WilH 88] S.L. Wilson et al., Nucl. Instr. and Meth. **A264** (1988) 263
- [Wils 86] J. Wilczynski, K. Siwek-Wilczynska, Y. Chan, E. Chavez,
S.B. Gazes und R.G. Stokstad, Phys. Lett. **181B** (1986) 229
- [Wou 82] A. van der Woude, in: Heavy-Ion Collisions, ed. G. Madurga und
M. Lozano, Proc. Int. Summer School, La Rabida, June 7 - 18,
1982, Lecture Notes in Physics, Vol. 168, Springer-Verlag, Berlin
1982, S. 351
- [Wou 87] A. van der Woude, in: Progress in Particle and Nuclear Physics,
Vol. 18, ed. A. Faessler, Pergamon Press, Oxford 1987, S. 217
- [WriR 82] M.C. Wright, N.R. Roberson, H.R. Weller, D.R. Tilley und
D. Halderson, Phys. Rev. **C25** (1982) 2823
- [Zie 77] J.F. Ziegler, Helium Stopping Powers and Ranges in All
Elemental Matter, Pergamon Press, New York 1977
- [Zie 80] J.F. Ziegler, Handbook of Stopping Cross-Sections for Energetic
Ions in All Elements, Pergamon Press, New York 1980
- [ZinM 76] P.G. Zint und U. Mosel, Phys. Rev. **C14** (1976) 1488
- [Zwa 83] F. Zwarts, Dissertation, Rijksuniversiteit, Groningen 1983
(unveröffentlicht)
- [ZwaD 85] F. Zwarts, A.G. Drentje, M.N. Harakeh und A. van der Woude,
Nucl. Phys. **A439** (1985) 117

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit direkt oder indirekt beigetragen haben.

Für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut anzufertigen, danke ich Herrn Professor Dr. D. Kamke.

Meinen Dank möchte ich Herrn Professor Dr. E. Kuhlmann für seine Initiativen aussprechen, die zu meinem Aufenthalt in den USA und der Errichtung des Natriumjodid-Spektrometers in Bochum führten. Weiterhin danke ich ihm für die mir während der Experimente gegebene Unterstützung.

Herrn Professor Dr. H. Freiesleben danke ich für die Möglichkeit der Zusammenarbeit, seine freundliche Unterstützung und die mir durch kritische, klärende Diskussionen gegebene Hilfe.

Den Herren Professoren P. Paul und P. Braun-Munzinger (State University of New York at Stony Brook) sei für die mir erwiesene Gastfreundschaft und bereitwillige Unterstützung gedankt.

Herrn Dr. A.M. Sandorfi (Brookhaven National Laboratory) gilt mein besonderer Dank. Trotz seiner knapp bemessenen Zeit vermittelte er mir aus seiner reichhaltigen Erfahrung die notwendigen Kenntnisse für Bau und Betrieb eines NaI(Tl) Spektrometers und ermöglichte die Durchführung der Experimente in Brookhaven. Vielfältige Diskussionen mit ihm und kritische Anmerkungen seinerseits haben zur Grundlegung dieser Arbeit beigetragen. Weiterhin verdanke ich ihm die Anregung zur Untersuchung des Systems $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$. Herrn Dr. D.H. Dowell danke ich für anregende Diskussionen und seine Hilfe beim Experiment in Brookhaven.

Den Mitgliedern der Bochumer Arbeitsgruppe, insbesondere Herrn Dipl. Phys. H. Putsch, danke ich für tatkräftige Mithilfe beim Aufbau des Spektrometers und für die während der Strahlzeiten durchwachten Nachtschichten.

Der Aufbau des Spektrometers am Bochumer Beschleuniger und die Durchführung der Experimente wären nicht möglich gewesen ohne die Unterstützung durch die Institutswerkstätten und das Beschleunigerpersonal. Stellvertretend für ihre Mitarbeiter sei den Leitern für den vielfältigen Einsatz aller gedankt: Herrn K. Becker (Feinmechanik), Herrn Dipl. Phys. K. Brand (DTL), Herrn B. Niesler (Elektronik) und Herrn H. Presler (Schlosserei).

Bei Frau D. Runzer bedanke ich mich für ihre Unterstützung bei Gestaltung und Anfertigung der ungezählten Figuren, bei Frau D. Hiltcher für die Fotografien.

Und schließlich danke ich in besonderer Weise Yvonne Leifels. Ihre Unterstützung, Diskussionsbereitschaft und Ermutigung waren und sind für mich von unschätzbarem Wert. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht in dieser Form zustandegekommen.

Diese Arbeit wurde teilweise durch Mittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft und durch ein Stipendium der Heinrich Hertz-Stiftung (Düsseldorf) gefördert.

Lebenslauf

Name	Ludger Ricken Diplom-Physiker
Geburtsdatum und -ort	25. Juli 1957, Bochum
Eltern	Hans Günter Ricken und Ingeborg Ricken, geb. Kortenkamp
Familienstand	ledig
Schulbildung:	
Ostern 1964 - Juli 1967	Besuch der Volksschule in Bochum
September 1967 - Juni 1976	Besuch des Staatlichen Gymnasiums (später umbenannt in Gymnasium am Ostring) in Bochum
Juni 1976	Ablegung der Reifeprüfung
Berufsausbildung:	
Oktober 1976	Aufnahme des Studiums der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
Oktober 1978	Ablegung der Diplom-Vorprüfung
Oktober 1981	Ablegung der Diplom-Prüfung im Fach Physik Wahlfach: Experimentelle Kernphysik Nebenfach: Mathematik Thema der Diplomarbeit: Isospineigenschaften angeregter Zustände in ^{10}B
Beruflicher Werdegang:	
Dezember 1981 - November 1982	Anstellung als Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum
Januar 1983 - Februar 1984	Forschungsaufenthalt in den USA als Stipendiat der Heinrich Hertz-Stiftung an der State University of New York at Stony Brook und am Brookhaven National Laboratory
April 1984	Anstellung als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum am Lehrstuhl Prof. Dr. D. Kamke
Dezember 1984	Beginn der Arbeiten zum Aufbau des Natriumjodid-Spektrometers im DTL Bochum
Bochum, im November 1988	

Ich distanziere mich ausdrücklich
von der schlechten Qualität der
Druckausführung. Bezüglich der
hierfür verantwortlichen Druckerei
vergleiche man die Rückseite des
Umschlags.

L. Ricken

FOTODRUCK J. MAINZ GmbH

Neupforte 13, Nähe Markt, D-5100 Aachen

• • • Telefon: (0241) 27305 und (0241) 38606